

4 Bestimmung der Einlaufbedingungen mittels der Laser-Doppler-Technik (LDA)

Zur Messung der Strömungsverhältnisse im Einlauf bieten sich berührungslose optische Messverfahren an, da diese Verfahren den Vorzug haben die Strömung nicht zu beeinflussen. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass die Geschwindigkeiten einzelner Teilchen gemessen werden und bei ausreichend großer Teilchenanzahl auch Aussagen über turbulente Größen getroffen werden können. Durch die hohe zeitliche Auflösung bietet sich die Laser-Doppler-Technik an. Bedingt durch den optischen Zugang zum Messpunkt, wurde ein Rückstreu-Laser-Doppler-System verwendet, Abbildung 4.1.

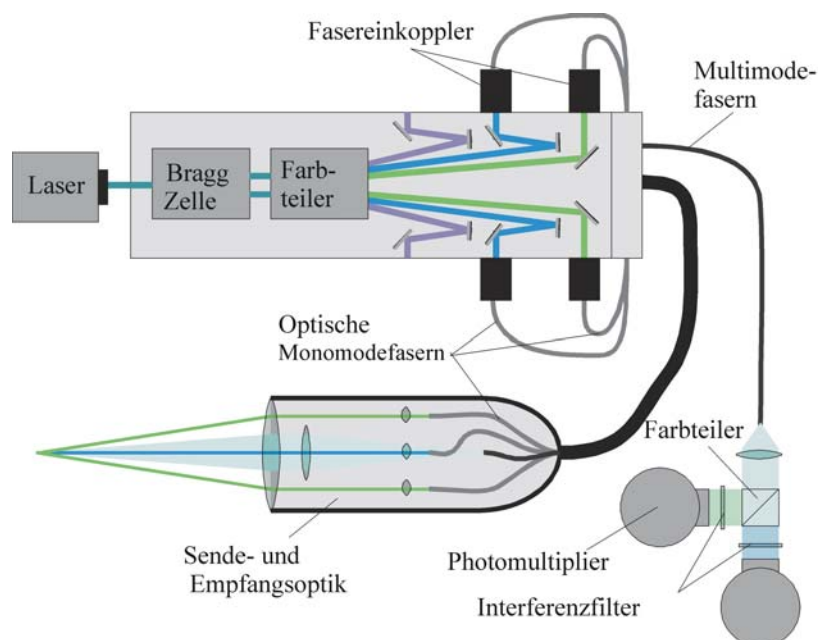


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau eines Rückstreu-Laser-Doppler-Systems, *Albrecht et al.* (2003)

4.1 Messprinzip der Laser-Doppler-Technik

Die Laser-Doppler-Technik hat sich seit vielen Jahren als berührungsloses optisches Messverfahren etabliert. Die wichtigsten Grundlagen sollen hier kurz zusammengefasst werden. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in *Albrecht et al.* (2003). Beim LDA-Verfahren schneiden sich zwei kohärente Laserstrahlen. Dabei bildet sich im Schnittvolumen ein Interferenzstreifenmuster, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, aus. Der Interferenzbereich der sich schneidenden Strahlen ist das Messvolumen bei Laser-Doppler-Messungen. Bewegt sich ein Teilchen durch das Messvolumen, so wird es von Laserlicht angestrahlt. Das

Teilchen streut das auftreffende Licht mit der selben Wellenlänge wie das einfallende Laserlicht, welche als Mie-Streuung bezeichnet wird. Zwingend erforderlich für die Durchführung von LDA-Messungen ist somit das Vorhandensein von Tracerpartikeln. Dabei ist auf eine hinreichend kleine Größe der Partikel zu achten. Ansonsten können sie durch Trägheitskräfte abgelenkt werden und der Strömung nicht mehr folgen. Ihre Bewegungsbahnen würden dann von den Bewegungsbahnen der Fluidteilchen abweichen.

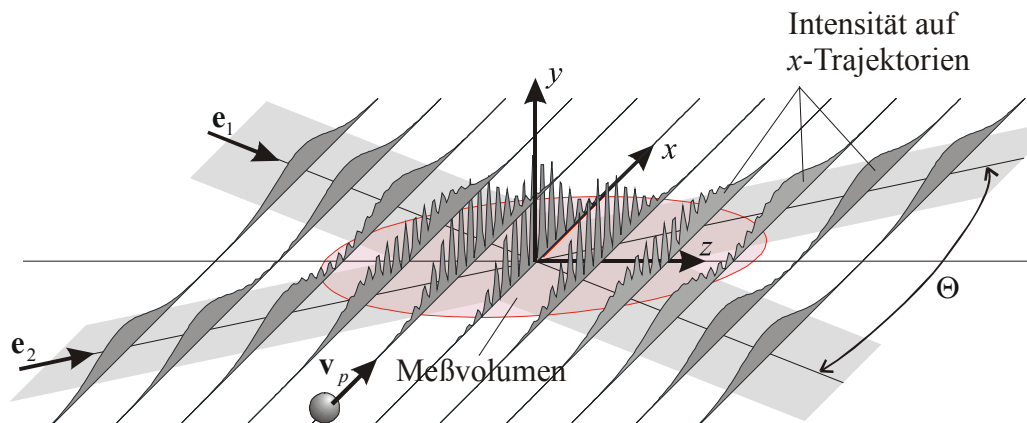


Abbildung 4.2: Sich schneidende Laserstrahlen und Messvolumen, *Albrecht et al. (2003)*

4.2 Anforderungen an die Laser-Doppler-Technik

4.2.1 Bragg-Zelle

Bei der Turbulenzforschung ist es von besonderem Interesse, eine Auskunft über die Richtung der Partikelbewegung bzw. der Strömung zu erhalten, denn diese entscheidet über das Vorzeichen von Geschwindigkeitsgradienten und Turbulenzproduktionen. Grundsätzlich lassen sich bei einem Laser-Doppler-Signal die Partikelbewegungen nicht in positive und negative Richtung unterscheiden. Für die Richtungserkennung wird die Frequenz eines der Strahlen um die Frequenz f_s verschoben. Durch die Verschiebung ist das Interferenzbild innerhalb des Messvolumens nicht mehr stationär, sondern die Interferenzstreifen bewegen sich in x-Richtung. Ein im Messvolumen ruhendes Teilchen erzeugt somit ein Signal mit der Shiftfrequenz f_s .

4.2.2 Messvolumengeometrie

Zur Messung weiterer Geschwindigkeitskomponenten sind weitere sich schneidende Strahlpaare notwendig. Um bei der Verwendung weiterer Laserstrahlen die einzelnen Komponenten unterscheiden zu können wird Laserlicht verschiedener Wellenlängen verwendet. Zwei parallel verlaufende Laserstrahlen mit dem Strahldurchmesser d_L werden von einer Linse der Brennweite f in deren Brennpunkt gebündelt. Aus dem Abstand der beiden Laserstrahlen und der Brennweite der Linse ergibt sich der Schnittwinkel Θ der

Laserstrahlen. Das Schnittvolumen der beiden Laserstrahlen hat eine Form ähnlich dem Ellipsoid, Abbildung 4.3.

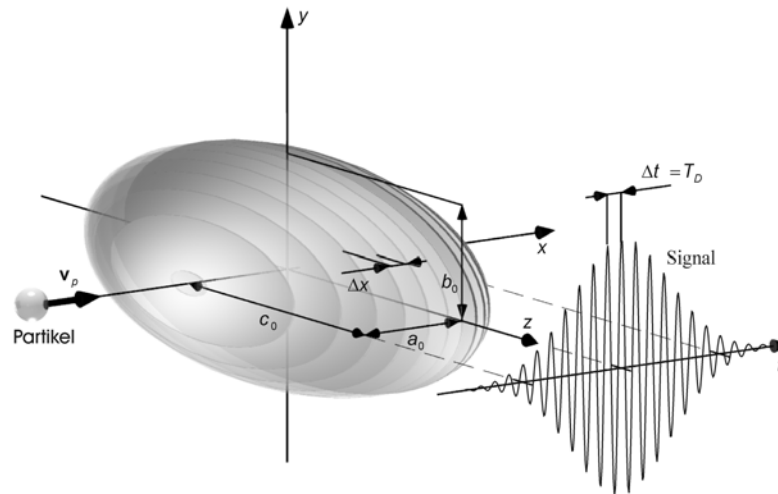


Abbildung 4.3: Messvolumen mit Koordinatensystem, *Albrecht et al.* (2003)

Mit Hilfe der theoretischen Grundlagen, siehe *Albrecht et al.* (2003), wurden die Geometriedaten der beiden Messvolumina berechnet. Ohne die Verwendung einer Strahlaufweitung und damit parallel in die Linse einfallenden Strahlen, hat der Aufweitungsfaktor E den Wert 1, siehe Tabelle 4.1.

Tabelle 4.1: Einflussgrößen für die Geometrie des Messvolumens

d_L	Durchmesser des Laserstrahls	2,2 mm
f	Brennweite der Linse	310,0 mm
θ	Schnittwinkel der Laserstrahlen	11,056°
E	Aufweitungsfaktor	1

Tabelle 4.2 listet die Geometriegrößen des Messvolumens in der verwendeten Konfiguration der LDA-Messtechnik auf. Die Messvolumengrößen der beiden Schnittvolumen unterscheiden sich nur minimal.

Tabelle 4.2: Messvolumengeometrie

Geschwindigkeitskomponente		U_1	U_2
Wellenlänge λ [nm]		488	514,5
Anzahl der Interferenzgitter N_f		34	34
Abstand der Interferenzstreifen δ_f [μm]		2.533	2.671
Messvolumengröße	a_0 [μm]	44	47
	b_0 [μm]	44	46
	c_0 [mm]	0,455	0,479

4.2.3 Partikelcharakteristik

Es wurde das Nebelfluid der Firma Safex verwendet. Die Charakteristik ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Bei einem mittleren Durchmesser von $1,5 \mu\text{m}$ kann davon ausgegangen werden, dass die Partikel der turbulenten Strömung folgen können und die gleiche Bewegungsbahn aufweisen wie das Fluid.

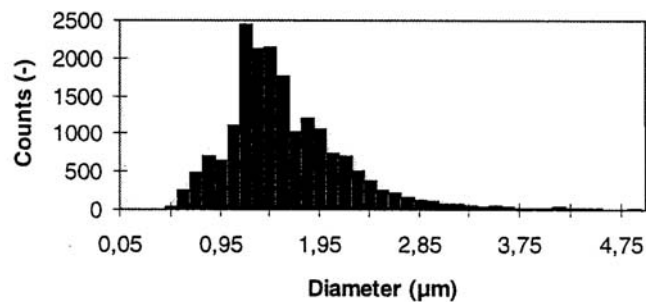


Abbildung 4.4: Partikelcharakteristik

Die Partikelgröße ist so zu wählen, dass einerseits die Partikel groß genug sind, um ausreichend Licht für verwertbare Messsignale zu streuen, andererseits aber der Strömung folgen.

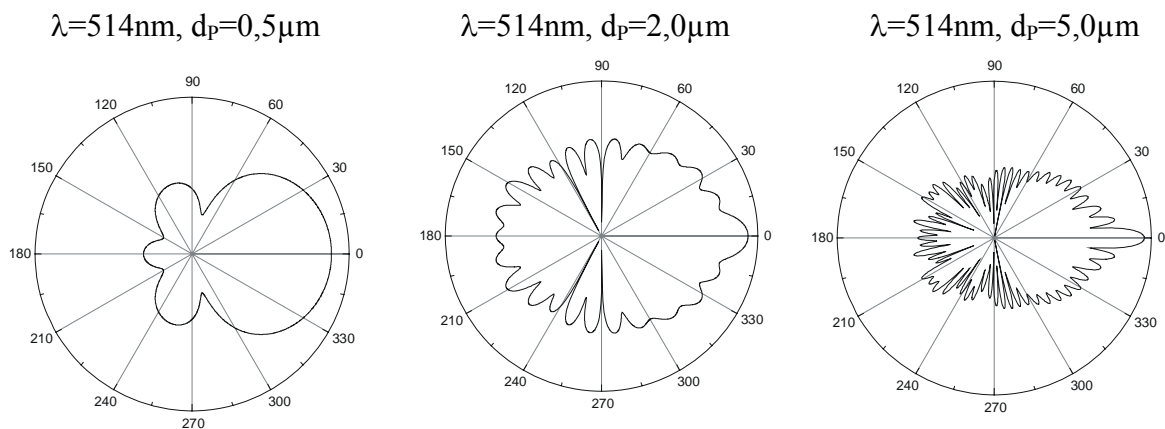


Abbildung 4.5: Mie-Streuung eines Teilchens in Abhängigkeit dessen Durchmessers, *Albrecht et al.* (2003)

u_f, v_p	Fluid- und Partikelgeschwindigkeit
ρ_f, ρ_p	Fluid- und Partikeldichte
η	Dynamische Viskosität des Fluids
d_p	Partikeldurchmesser

$$f_c = \frac{1}{\tau_0} \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{(1-s)^2} - 1}, \quad 2\pi f_c = \omega_c \quad (4.1)$$

Das Geschwindigkeitsverhältnis wurde nach Gleichung (4.2)

$$1-s = \frac{v_p}{u_f} \quad (4.2)$$

und die charakteristische Zeit nach Gleichung (4.3) berechnet.

$$\tau_0 = \frac{\rho_p d_p^2}{18\eta} \quad (4.3)$$

Die Grenzfrequenz, bei der die Partikel der Strömung noch folgen, wurde nach Gleichung (4.4) berechnet. Bei einem zulässigen Schlupf von 1% vereinfacht sich die Grenzfrequenz zu:

$$f_c = 0,0227 \times \tau^{-1} \quad (4.4)$$

4.2.4 Optimierung der Streuintensität

Gerade bei dem Einsatz des Laser-Doppler-Verfahrens nach dem Prinzip der Rückwärtsstreuung, welches bei schwer zugänglichen Versuchsanordnungen Verwendung findet, ist darauf zu achten, dass das reflektierte Laserlicht von den Partikeln maximiert wird und somit gute auswertbare Signale liefert, Gleichung (4.5). Eine weitere Maßnahme war die Reduzierung der Wandstärke der verwendeten Plexiglasfolie.

$$P_r \sim I_L \left(\frac{D_a d_{wo}}{f_s f_E} \right)^2 S \times \begin{cases} d_p^6 & (d_p \ll \lambda) \\ d_p^2 & (d_p \gg \lambda) \end{cases} \quad (4.5)$$

I_L	Lichtintensität des Lasers
D_a	Aperturgröße des Empfängers
d_{wo}	Tailendurchmesser vor der Sendelinse
f_s, f_E	Brennweite Sende- und Empfangslinse
$S(\mathcal{Q}_s)$	Streuungsfunktion (abhängig vom Streuwinkel und Polarisation)
d_p	Partikeldurchmesser

4.2.5 Optischer Zugang an gekrümmten Oberflächen

Die Messung durch gekrümmte Oberflächen hindurch gestaltet sich besonders schwierig, da sich auch bei translatorischer Bewegung der LDA-Sonde die Ausbreitungsrichtung der Strahlen ändert. Bei Messungen durch dickere Fenster oder in Medien mit Brechungsindizes

ungleich $n=1$ muss die Einstellung des Systems mit besonderer Sorgfalt erfolgen. In dem vorliegenden Fall wurde innerhalb Luft gemessen, so dass keine Anpassung des Brechungsindex möglich war. Um den Einfluss der Krümmung sowie den Unterschied des Brechungsindex zwischen Luft und Plexiglasfolie zu minimieren, wurde eine dünne Kunststofffolie verwendet. Die Dicke der verwendeten Folie wurde soweit verringert, so dass noch eine ausreichende Stabilität im Betrieb gewährleistet werden konnte. Ein Vorteil lag darin, dass bei geringerer Laserleistung noch ein ausreichendes Messsignal zu erwarten war.

4.3 Verwendete Messtechnik und Durchführung

Als Lichtquelle für die Laser-Doppler-Messungen diente ein Argon-Ionen Laser der Firma Coherent. Die Sendeoptik wurde gemeinsam mit dem Dauerstrichlaser auf einer optischen Bank montiert und ausgerichtet. Danach wurden alle vier genutzten Fasereinkopplungen so ausgerichtet, dass der aus der Sendeoptik austretende Laserstrahl direkt in die Glasfasern des Lichtleiterkabels eintrat. Der Laserstrahl muss die Fasern genau mittig und senkrecht zu ihren Enden treffen. Die Sendeoptik trennt das Licht der Wellenlänge $\lambda = 488\text{ nm}$ (blau) und $\lambda = 514,5\text{ nm}$ (grün).



Abbildung 4.6: Verwendete Messtechnik

Während der Messungen wurden die Messsignale aufgezeichnet und die Daten überprüft. So konnten die optimalen Einstellungen am Signalprozessor gefunden werden und fehlerhafte Messungen ggf. sofort wiederholt werden. Die Messsignale wurden während der Messung auf verschiedene Arten überwacht. Einerseits wurden die gemessenen Signale direkt mit Hilfe eines Oszilloskops überwacht, andererseits wurden über die Anzeigen der BSA Signalprozessoren die Datenrate und die Validierung der Daten kontrolliert. Die Datenrate lag

im Bereich von $0,5 \dots 2,0 \text{ kHz}$. Der Geschwindigkeitsbereich wurde stets überprüft, da nur Partikel mit einer Geschwindigkeit im angegebenen Bereich gemessen wurden.

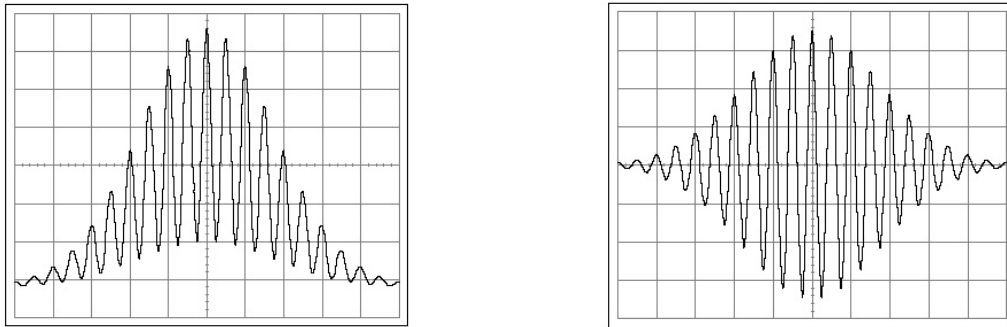


Abbildung 4.7: Ungefiltertes Doppler-Signal (links), gefiltertes Doppler-Signal (rechts)

Die Abbildung 4.7 (links) zeigt das prinzipielle Aussehen eines Laser-Doppler-Signals. Es handelt es sich um ein ungefiltertes Signal, wie es den Signalumwandler verlässt und am Signalprozessor eintrifft. Abbildung 4.7 (rechts) zeigt das von einem High-Pass-Filter gefilterte Signal. In den Signalprozessoren werden die Messsignale verarbeitet und von dort aus an den PC zur Aufzeichnung weitergeleitet. Die Einstellungen des Signalprozessors wie z.B. der Geschwindigkeitsbereich, in dem gemessen werden soll, können entweder direkt am Signalprozessor vorgenommen werden oder über die LDA-Software eingestellt. Verwendet wird die BSA Flow Software Version 1,20 von *Dantec Dynamics*. Nach jeder Messung wurde ein Histogramm mit der Verteilung der Messwerte für beide Kanäle angezeigt. Diese Histogramme geben Aufschluss darüber, ob die Messung verwendbar ist oder wiederholt werden sollte. Abbildung 4.8 zeigt ein Beispiel für eine gute Messung. Im Signalprozessor wurde das Signal ausgewertet und die Messwerte an den Messrechner zur Aufzeichnung weitergeleitet. Für jedes gemessene Fluidteilchen wurden Geschwindigkeit, Turbulenzgrößen, Transitzeit und Ankunftszeit aufgezeichnet.

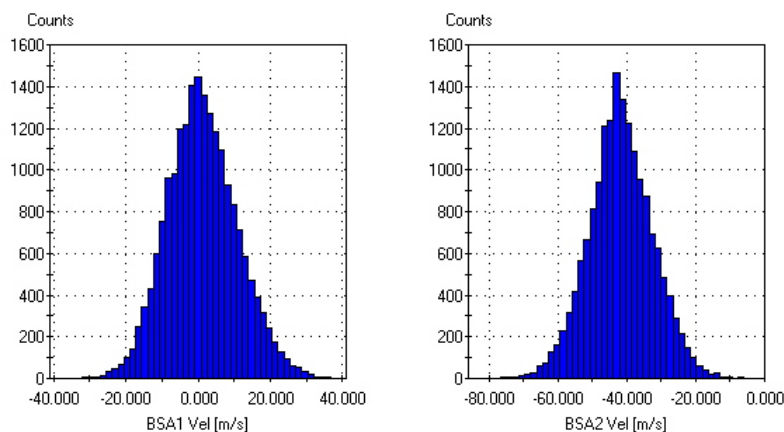


Abbildung 4.8: Verteilung der Messwerte

4.4 Ausgewählte Messebenen

Die erste Messkampagne beinhaltete die Messungen der Axial- (U) und der Tangential- bzw. Umfangskomponenten (W). Die Sonde wurde horizontal in Richtung der Symmetrieebene des Drallbrennermodells traversiert. Die dafür genutzte Anordnung der Messsonde wurde auch zur Messung der Einlaufbedingungen im Hauptstrom verwendet. In der zweiten Messkampagne wurde die Radialkomponente (V) und die Axialgeschwindigkeit (U) nochmals gemessen. Dies geschah durch eine vertikale Anordnung der Messsonde. Die zweifache unabhängige Messung der Axialgeschwindigkeit wurde genutzt, um die Reproduzierbarkeit der eingestellten Versuchsbedingungen zu überprüfen. Durch die Drehung des Einlaufrohres wurde auch das Messfenster im Einlaufrohr gedreht und ermöglichte so eine Messung über die gesamte Breite des Ringspalt. Die Messung erfolgte 40 mm vor der plötzlichen Querschnittserweiterung.

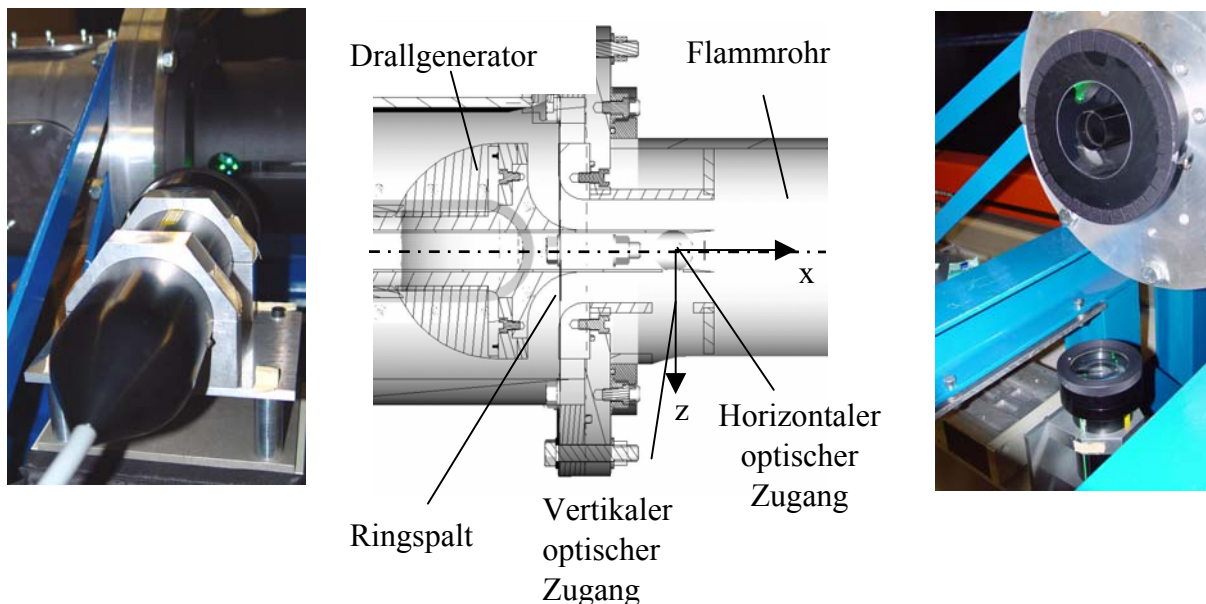


Abbildung 4.9: Horizontale Sondenanordnung (links), Optischer Zugang am Drallbrennermodell (mitte), vertikale Sondenanordnung ohne Flammrohr (rechts)

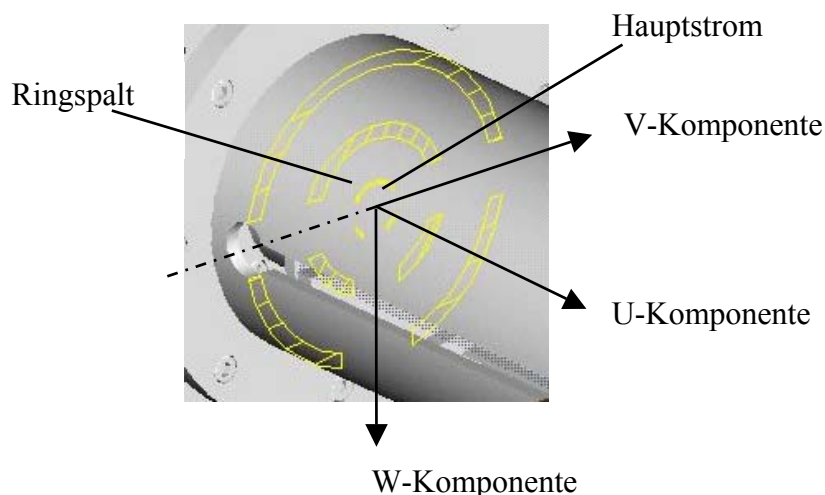


Abbildung 4.10: Koordinatensystem

4.5 Überprüfung der Rohdaten

Bevor die Rohdaten ausgewertet wurden, wurden sie stichprobenweise auf Fehler überprüft. Alle Messwerte beinhalten drei Informationen, die gemessene Geschwindigkeit, die Ankunftszeit (AT) und die Transitzeit (TT). Bekannte Probleme bei LDA-Messungen sind Doppelsignale und mechanische Schwingungen. Eine genaue Behandlung der Probleme findet sich in *Heukelbach* (2003).

4.5.1 Doppelsignale

Doppelsignale entstehen durch die mehrmalige Messung des gestreuten Lichtes eines Partikels. Dieser Effekt kann hervorgerufen werden durch Reflexionen an der Plexiglas-Folie, insbesondere bei Messungen nahe der Wand. Doppelsignale können die Statistik beeinflussen und müssen vermieden werden. Doppelsignale lassen sich durch einen sehr kurzen Zeitabstand zwischen zwei aufeinander folgenden Messwerten erkennen. Die Abbildung 4.11 zeigt die Inter-Arrival-Time-Statistik einer Messung in Wandnähe. Aufgetragen ist die Häufigkeitsverteilung verschiedener Zeitabstände zwischen zwei Messpunkten. Da keine Häufung von Messungen mit geringstem Zeitabstand erkennbar ist, kann davon ausgegangen werden, dass keine Doppelmessungen vorhanden sind. Bei der Auswertung müssen keine Korrekturen in dieser Hinsicht durchgeführt werden.

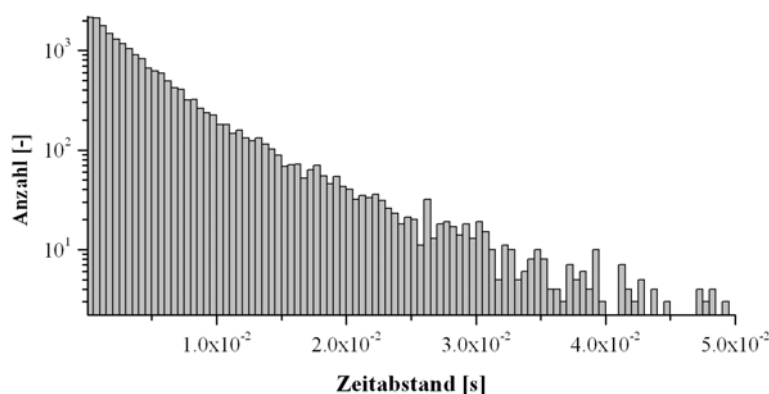


Abbildung 4.11: Inter-Arrival-Time-Statistik

4.5.2 Mechanische Schwingungen

Durch mechanische Schwingungen treten Fehler bei LDA-Messungen auf. Die Schwingungen der LDA-Sonde und der Messstrecke können zu Relativbewegungen des Messvolumens in der Messstrecke führen. Dies kann bei Strömungen mit großen Geschwindigkeitsgradienten zur Messung von Scheinturbulenz führen. Mechanische Schwingungen lassen sich erkennen, wenn die Autokorrelationsfunktion der Rohdaten gebildet wird. Mehrere Datensätze wurden stichprobenweise überprüft und es wurden keine auffälligen Frequenzen, wie in Abbildung 4.12 gezeigt beobachtet.

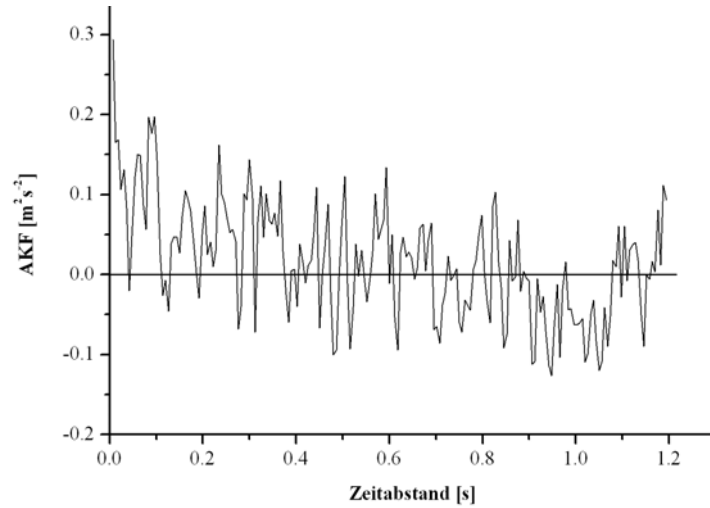


Abbildung 4.12: Autokorrelationsfunktion

4.6 Datenverarbeitung

Für die untersuchten Betriebsparameter wurden zur statistische Auswertung $2,0 \times 10^4$ Messwerte aufgenommen. Es wurden die mittleren Geschwindigkeiten, die Reynoldsschen Spannungen, die experimentelle Drallzahl und die kinetische turbulente Energie ermittelt. In der ausgebildeten turbulenten Strömung sind die Strömungsgrößen Zufallsgrößen. Die Geschwindigkeit u_i wird aufgeteilt in eine Grundgeschwindigkeit \bar{u}_i und eine Schwankungsgeschwindigkeit u'_i .

$$u_i(x_j, t) = \bar{u}_i(x_j, t) + u'_i(x_j, t) \quad (4.6)$$

Die Mittelwertbildung erfolgt gemäß der Formel:

$$\bar{u}_i(x_j) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u_i(x_j, t) dt \quad (4.7)$$

Die nicht linearen Schwankungsgrößen $\rho \overline{u'_i u'_j}$ sind auch als Reynoldssche Spannungen bzw. Turbulente Scheinspannungen bekannt. Während die Komponenten des Tensors $\overline{u'_i u'_j}$ auf der Hauptdiagonale, also $\overline{u'_1 u'_1}$, $\overline{u'_2 u'_2}$, $\overline{u'_3 u'_3}$, offensichtlich in drallbehafteter und turbulenter Strömung nicht zu Null werden können, würden die anderen Komponenten $\overline{u'_1 u'_2} \dots$ bei statistischer Unabhängigkeit der Geschwindigkeitskomponenten zu Null werden. Dies ist jedoch nicht der Fall, wenn die Geschwindigkeitskomponenten korreliert sind. Es werden also beide Geschwindigkeitskomponenten einzelner Partikel gleichzeitig betrachtet. Im Fall der Korrelation sind die Geschwindigkeitskomponenten nicht mehr statistisch unabhängig. Für die Bestimmung der mittleren Geschwindigkeiten und der Komponenten auf der Hauptdiagonale des Reynoldsschen-Spannungstensors können alle Messwerte ausgewertet

werden, da alle Geschwindigkeitskomponenten unabhängig voneinander betrachtet werden können. N ist die Anzahl der Messwerte.

$$\bar{u}_m = \frac{\sum_{i=1}^N u_i}{N}, \quad \bar{v}_m = \frac{\sum_{i=1}^N v_i}{N}, \quad \bar{w}_m = \frac{\sum_{i=1}^N w_i}{N} \quad (4.8)$$

$$\overline{u'^2} = \frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u}_m)^2}{N}, \quad \overline{v'^2} = \frac{\sum_{i=1}^N (v_i - \bar{v}_m)^2}{N}, \quad \overline{w'^2} = \frac{\sum_{i=1}^N (w_i - \bar{w}_m)^2}{N} \quad (4.9)$$

Bei der Berechnung der Komponenten des Reynoldsschen-Spannungstensors, die nicht auf der Hauptdiagonalen liegen, ist dies nicht der Fall. Hierfür dürfen nur die Messwertpaare verwendet werden, die von dem gleichen Partikel stammen.

$$\overline{u'v'} = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M (u_i - \bar{u}_m)(v_j - \bar{v}_m)}{N} \quad (4.10)$$

Da in Gleichung (4.10) nur korrelierte Daten verwendet werden, ist offensichtlich, dass die Anzahl der Messwerte N und M gleich sein muss. Die Korrelation wird gefunden, indem die Ankunftszeiten der Messwerte beider Messwertreihen verglichen werden. Wird in beiden Messreihen ein Paar Messwerte gefunden, deren Ankunftszeiten innerhalb eines festgelegten Zeitintervalls zusammenfallen, wird dieses Messwertpaar als voneinander abhängig betrachtet und zur Berechnung genutzt. Das Zeitintervall ist dabei so festgelegt, dass einerseits möglichst wenige korrelierte Werte verworfen werden, andererseits aber nur wenige nicht korrelierte Messwertpaare gebildet werden. Radial- und Tangentialgeschwindigkeiten werden in verschiedenen Messkampagnen gemessen und sind aus diesem Grund unabhängig voneinander. Daher liegt zwischen beiden Geschwindigkeitskomponenten keine Korrelation vor, die Komponente $\overline{v'w'}$ des Reynoldsschen-Spannungstensors kann somit nicht bestimmt werden. Aus den turbulenten Schwankungen kann eine weitere Kenngröße für die Turbulenz bestimmt werden, nämlich die turbulente kinetische Energie. Sie bestimmt sich aus den drei Diagonalelementen, die Spur des Reynoldsschen-Spannungstensors:

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (4.11)$$

Um einen einfachen Vergleich von Messergebnissen zu ermöglichen werden die absoluten, dimensionsbehafteten Größen dimensionslos gemacht. Dazu werden die Messwerte mit Hilfe einer Bezugsgröße normiert. Die Bezugsgröße für die Normierung aller Messwerte ist die mittlere Axialgeschwindigkeit U_b .

$$U = \frac{\bar{u}}{U_b}, \quad V = \frac{\bar{v}}{U_b}, \quad W = \frac{\bar{w}}{U_b} \quad (4.12)$$

Die Reynoldsschen-Spannungen werden entsprechend mit U_b^2 normiert:

$$\overline{u'^2}_n = \frac{\overline{u'^2}}{U_b^2}, \quad \overline{v'^2}_n = \frac{\overline{v'^2}}{U_b^2}, \quad \overline{w'^2}_n = \frac{\overline{w'^2}}{U_b^2} \quad (4.13)$$

$$\overline{u'v'}_n = \frac{\overline{u'v'}}{U_b^2}, \quad \overline{u'w'}_n = \frac{\overline{u'w'}}{U_b^2} \quad (4.14)$$

Beim Laser-Doppler-Verfahren werden die Geschwindigkeiten einzelner Partikel im Fluid gemessen. Generell gilt, je höher die lokale Geschwindigkeit, desto größer ist auch der lokale Volumenstrom. Es ist leicht ersichtlich, dass in einem größeren Volumenstrom mehr Partikel durch das Messvolumen strömen und damit zwangsläufig die Datenrate steigt. Bei turbulenten Schwankungen führt dies dazu, dass bei höheren Geschwindigkeiten mehr Partikel gemessen werden, verglichen mit der Partikelanzahl bei niedrigeren Geschwindigkeiten. Dies führt bei der arithmetischen Mittelwertbildung zu einer Erhöhung des Mittelwertes (Bias) und es liegt somit keine Normalverteilung vor (Abbildung 4.13 (links)).

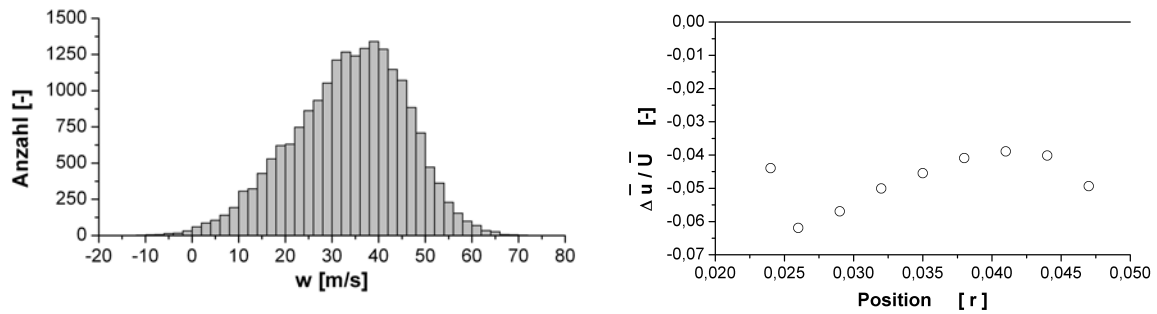


Abbildung 4.13: Geschwindigkeits-Histogramm (links), Geschwindigkeitskorrektur durch Verweilzeit-Gewichtung (rechts)

Um diesen systematischen Fehler zu korrigieren, wurden die einzelnen Messwerte bei der Mittelwertbildung mit der Verweilzeit τ jedes Partikels im Messvolumen gewichtet. Abbildung 4.13 (rechts) zeigt ein Beispiel für die Änderung des Mittelwertes durch Gewichtung. Der auftretende Fehler beträgt ohne Gewichtung bis zu 6%. Analog hierzu sind die Reynoldsschen Spannungen auch mit der Verweilzeit zu wichten.

$$U = \frac{\sum_{i=1}^N u_i \tau_i}{\sum_{i=1}^N \tau_i} \quad (4.15)$$

$$\overline{u'^2} = \frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u}_m)^2 \tau_i}{\sum_{i=1}^N \tau_i} \quad (4.16)$$

$$\overline{u'v'} = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M (u_i - \bar{u}_m)(v_i - \bar{v}_m) \tau_{ui} \tau_{vi}}{\sum_{i=1}^N \tau_{ui} \tau_{vi}} \quad (4.17)$$

In *Albrecht et al.* (2003) ist ein Verfahren zur Korrektur des Einflusses von Geschwindigkeitsgradienten beschrieben. Es handelt sich dabei um einen Geschwindigkeitsgradienten in senkrechter Richtung zu der Ebene, die von den Laserstrahlen aufgespannt wird. Bei der Messung der Axialgeschwindigkeit während der ersten Messkampagne ist in dieser Richtung kein Geschwindigkeitsgradient vorhanden, da von Rotationssymmetrie der Strömung ausgegangen werden kann. Ein Geschwindigkeitsgradient in dieser Richtung ist aufgrund der Anordnung der Messanlage nur bei der Axialgeschwindigkeit bekannt, die in der zweiten Messkampagne gemessen wurde. Bei den Messungen von Tangential- und Radialgeschwindigkeiten ist ein Geschwindigkeitsgradient in dieser Richtung nicht zu bestimmen, da nur in der Messebene gemessen wurde und nicht in axialer Richtung traversiert wurde. Zur Abschätzung des Einflusses des Geschwindigkeitsgradienten wurden die korrigierte Geschwindigkeit und die Varianz für die Axialkomponente berechnet.

$$\bar{u}(y_c) = \bar{u}_m + \frac{b_d^2}{8} \frac{d^2 \bar{u}(y)}{dy^2} \Big|_{y=y_c} \quad (4.18)$$

$$\overline{u'^2}(y_c) = \bar{u}_m + \frac{b_d^2}{4} \frac{d\bar{u}(y)}{dy} \Big|_{y=y_c}^2 + \frac{b_d^2}{8} \frac{d^2 \overline{u'^2}(y)}{dy^2} \Big|_{y=y_c} \quad (4.19)$$

Zur Kontrolle wurden mehrere Datensätze ausgewertet. Die Größe des Korrekturfaktors lässt sich mit den durchgeführten Rechnungen abschätzen:

$$\frac{\Delta \bar{u}}{\bar{U}} < 1,0 \times 10^{-4}$$

$$\sqrt{\frac{\Delta \overline{u'^2}}{\bar{U}^2}} < 1,0 \times 10^{-3}$$

Die berechneten Korrekturen sind bei den auftretenden Geschwindigkeitsgradienten sehr klein und konnten somit vernachlässigt werden.

Tabelle 4.3 listet die Kombinationen zwischen den untersuchten Drallwinkeln des Drallgenerators sowie der Massenströmen in Haupt- und Koaxialstrom auf.

Tabelle 4.3: Parametermatrix

	$\xi = 0^\circ$			$\xi = 15^\circ$			$\xi = 30^\circ$		
$\dot{m}_{KS} [kg s^{-1}]$ $\times 10^{-1}$	$\dot{m}_{HS} [kg s^{-1}]$ $\times 10^{-2}$			$\dot{m}_{HS} [kg s^{-1}]$ $\times 10^{-2}$			$\dot{m}_{HS} [kg s^{-1}]$ $\times 10^{-2}$		
1,0	1,0	2,5	5,0	1,0	2,5	5,0	1,0	2,5	5,0
2,5	1,0	2,5	5,0	1,0	2,5	5,0	1,0	2,5	5,0

4.7 Ergebnisse und Diskussion der LDA-Messungen

Die Ergebnisse der unverdrallten Strömung im Hauptstrom dienen zur Überprüfung der Messtechnik, da die Theorie zur vollentwickelten turbulenten Strömung hinreichend bekannt ist. Sie befindet sich u.a. im Lehrbuch zur Strömungsmechanik *Spurk* (1996). Die dargestellten zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofile geben Aufschluss über die Geschwindigkeitsgradienten und deren Vorzeichen der verdrallten Strömung im Ringspalt. Zur weiteren Charakterisierung wurden die turbulenten Größen, die turbulente kinetische Energie, sowie die experimentelle Drallintensität aus den gewonnen Messdaten berechnet. Die Ermittlung der Volumenströme aus den Messergebnissen dient der Überprüfung des eingestellten Volumenstroms. Alle Größen wurden auf die mittlere Geschwindigkeit U_b bzw. U_b^2 bezogen, welche für die Rohrströmung den Durchmesser und für den Ringspalt den hydraulischen Durchmesser zu Grunde legt.

4.7.1 Ergebnisse im Hauptrohr

Bei der Strömung im Hauptrohr handelt es sich um eine voll ausgebildete, turbulente Rohrströmung. Das Geschwindigkeitsprofil des Hauptstromes ist analytisch berechenbar und bietet eine gute Vergleichsmöglichkeit zwischen Experiment und Theorie. Dadurch können die LDA-Messtechnik, sowie die Volumenstrommessgeräte bzw. die Volumenstromschwankungen der Gebläse überprüft werden. Die gemessenen Axialgeschwindigkeiten zeigen gute Übereinstimmungen mit den berechneten Geschwindigkeitsprofilen. Geringe Abweichungen beim Volumenstrom sind jedoch vorhanden. Die gute Übereinstimmung zeigt, dass die LDA-Messtechnik ordnungsgemäß arbeitet. Tabelle 4.4 listet die theoretischen und Tabelle 4.5 die experimentellen Ergebnisse auf.

Tabelle 4.4: Numerisch berechnete Werte

Massenstrom [kg/s]	Volumenstrom [m ³ /s]	Mittlere Axiale Geschwindigkeit [m/s]	Reynoldszahl [-]
$1,0 \times 10^{-2}$	$8,0 \times 10^{-3}$	8,46	$2,2538 \times 10^4$
$2,5 \times 10^{-2}$	$2,0 \times 10^{-2}$	21,16	$5,6375 \times 10^4$
$5,0 \times 10^{-2}$	$4,0 \times 10^{-2}$	42,33	$1,12753 \times 10^5$

Tabelle 4.5: Experimentelle Werte mittels LDA

Massenstrom [kg/s]	Volumenstrom [m ³ /s]	Mittlere axiale Geschwindigkeit [m/s]	Reynoldszahl [-]
$1,1 \times 10^{-2}$	$9,0 \times 10^{-3}$	8,55	$2,35 \times 10^4$
$2,2 \times 10^{-2}$	$1,7 \times 10^{-2}$	17,14	$4,7 \times 10^4$
$4,8 \times 10^{-2}$	$3,8 \times 10^{-2}$	37,22	$1,02 \times 10^5$

Eine genauere Einstellung des Massenstromes ist mit der gewählten Volumenstromsteuerung mittels des Kugelhahn-Ventils nicht möglich. Diese Art der Steuerung ist für die Messungen als ausreichend genau anzusehen. Abbildung 4.14 zeigt die normierte Axialgeschwindigkeitsprofile im Hauptrohr. Die gemessenen Werte zeigen für die untersuchten Reynoldszahlen identische Kurvenverläufe. Abbildung 4.15 zeigt die normierte turbulente Schwankung $\overline{u'^2}/\overline{U}^2$. Dabei sind bei hohen Reynoldszahlen in der Rohrmitte relativ geringe turbulente Schwankungen zu erkennen, während nach außen zu den Wänden hin die Scheinturbulenz zunimmt. Mit abnehmender Geschwindigkeit nimmt die Turbulenz in Wandnähe zu.

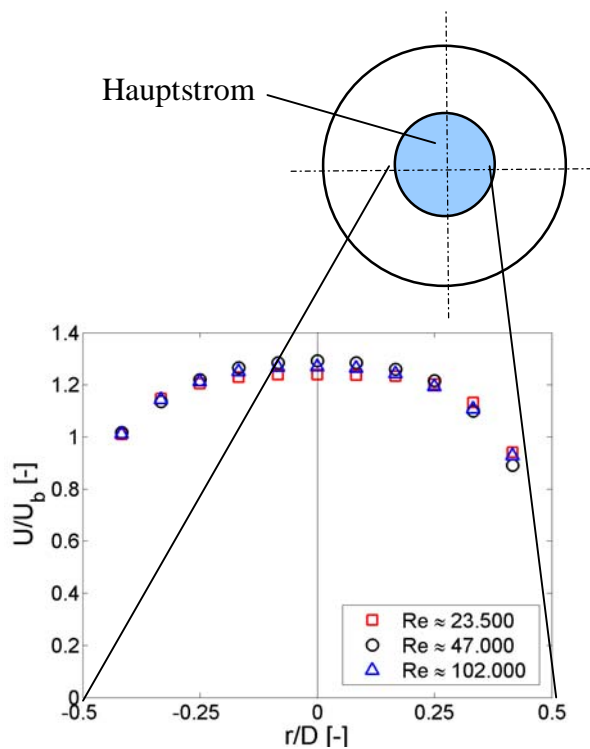


Abbildung 4.14: norm. Axialgeschwindigkeit U/U_b im Hauptstrom

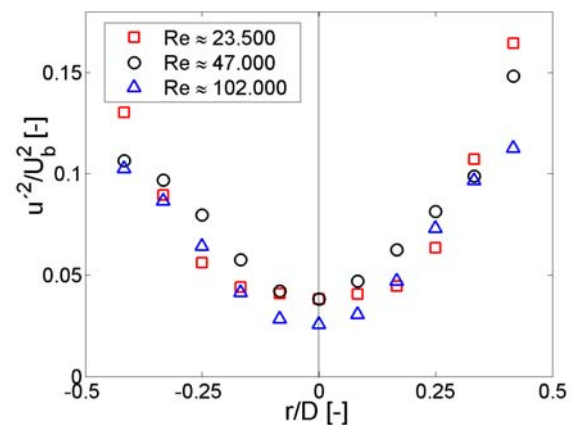


Abbildung 4.15: norm. Reynolds-Spannung $\overline{u'^2}/\overline{U}_b^2$ im Hauptstrom

4.7.2 Ergebnisse im Koaxialrohr

In den Tabellen 4.6 bis 4.8 werden die zeitlich gemittelten Messergebnisse innerhalb des Ringspaltes für die drei unterschiedlichen Drallwinkel des Drallgenerators gegenüber gestellt. Gemittelt wurde hierbei über die drei Reynoldszahlen im Hauptstrom. Dies ist zulässig, da die unterschiedlichen Reynoldszahlen im Hauptstrom einen geringen Einfluss besitzen. Die Unterschiede sind eher im Bereich der Messgenauigkeit zu finden. In den einzelnen Unterabschnitten werden die Unterschiede bezüglich der Reynoldszahlen gezeigt. Zur Berechnung der Reynoldszahl im Koaxialrohr wurde die kinematische Viskosität $\nu = 1,341 \times 10^{-5} \text{ [m}^2/\text{s]}$ für trockene Luft bei $T = 273,15 \text{ K}$ verwendet, *Spurk* (1996). Dies entsprach den Umgebungsbedingungen.

Tabelle 4.6: Messergebnisse des Drallgenerators bei einem Drallwinkel von $\xi = 0^\circ$

\dot{m} [kg/s]	(Sollwert) $1,0 \times 10^{-1}$	(Sollwert) $2,5 \times 10^{-1}$
Mittlerer Volumenstrom $\dot{V} \text{ [m}^3/\text{s]}$	$7,7 \times 10^{-2}$	$1,93 \times 10^{-1}$
Mittlerer Massenstrom (gemessen) $\dot{m} \text{ [kg/s]}$	$9,9 \times 10^{-2}$	$2,48 \times 10^{-1}$
Mittlere Drallzahl $S [-]$	$2,5 \times 10^{-2}$	$6,1 \times 10^{-2}$
Mittlere Reynoldszahl $Re [-]$	$5,365 \times 10^4$	$1,348 \times 10^5$
Mittlere Axialgeschwindigkeit $U_b \text{ [m/s]}$	$1,175 \times 10^1$	$2,952 \times 10^1$

Tabelle 4.7: Messergebnisse des Drallgenerators bei einem Drallwinkel von $\xi = 15^\circ$

\dot{m} [kg/s]	(Sollwert) $1,0 \times 10^{-1}$	(Sollwert) $2,5 \times 10^{-1}$
Mittlerer Volumenstrom $\dot{V} [m^3/s]$	$7,3 \times 10^{-2}$	$1,86 \times 10^{-1}$
Mittlerer Massenstrom (gemessen) $\dot{m} [kg/s]$	$9,2 \times 10^{-2}$	$2,34 \times 10^{-1}$
Mittlere Drallzahl $S [-]$	$5,8 \times 10^{-1}$	$7,01 \times 10^{-1}$
Mittlere Reynoldszahl $Re [-]$	$5,075 \times 10^4$	$1,29 \times 10^5$
Mittlere Axialgeschwindigkeit $U_b [m/s]$	$1,11 \times 10^1$	$2,823 \times 10^1$

Tabelle 4.8: Messergebnisse des Drallgenerators bei einem Drallwinkel von $\xi = 30^\circ$

\dot{m} [kg/s]	(Sollwert) $1,0 \times 10^{-1}$	(Sollwert) $2,5 \times 10^{-1}$
Mittlerer Volumenstrom $\dot{V} [m^3/s]$	$7,3 \times 10^{-2}$	$1,81 \times 10^{-1}$
Mittlerer Massenstrom (gemessen) $\dot{m} [kg/s]$	$9,2 \times 10^{-2}$	$2,25 \times 10^{-1}$
Mittlere Drallzahl $S [-]$	1,016	1,205
Mittlere Reynoldszahl $Re [-]$	$5,055 \times 10^4$	$1,255 \times 10^5$
mittlere Axialgeschwindigkeit $U_b [m/s]$	$1,11 \times 10^1$	$2,75 \times 10^1$

Im Folgenden werden die Messergebnisse bei einem Drallwinkel von $\xi = 0^\circ$ dargestellt. Durch die Krümmung der Rohre wird ein Einfluss auf die Geschwindigkeitsprofile ausgeübt. Abbildungen 4.16 bis 4.21 zeigen die Profilverläufe der drei Geschwindigkeitskomponenten. Die Messungen zeigen ein zur Innenwand gering ansteigendes Axialgeschwindigkeitsprofil. Die Radialgeschwindigkeit (Strömung in Richtung der Außenwand) besitzt ein Maximum in der Mitte des Ringspaltes bei $r/D = 0,35$. Für die beiden untersuchten Massenströme wurden annähernd gleiche Geschwindigkeitsprofile bezüglich Axial- und Radialgeschwindigkeit ermittelt. Die Tangentialgeschwindigkeit ist bei einer drallfreien Strömung vernachlässigbar

gering. Bei ihr ist aufgrund der höheren Auflösung die statistische Unsicherheit bei den Messungen gut zu erkennen und der Verlauf variiert bei höherem Massenstrom bzw. höherer Reynoldszahl.

Der Ringspalt des Koaxialstromes wurde mit neun Messpunkten im Abstand von jeweils 3 mm vermessen.

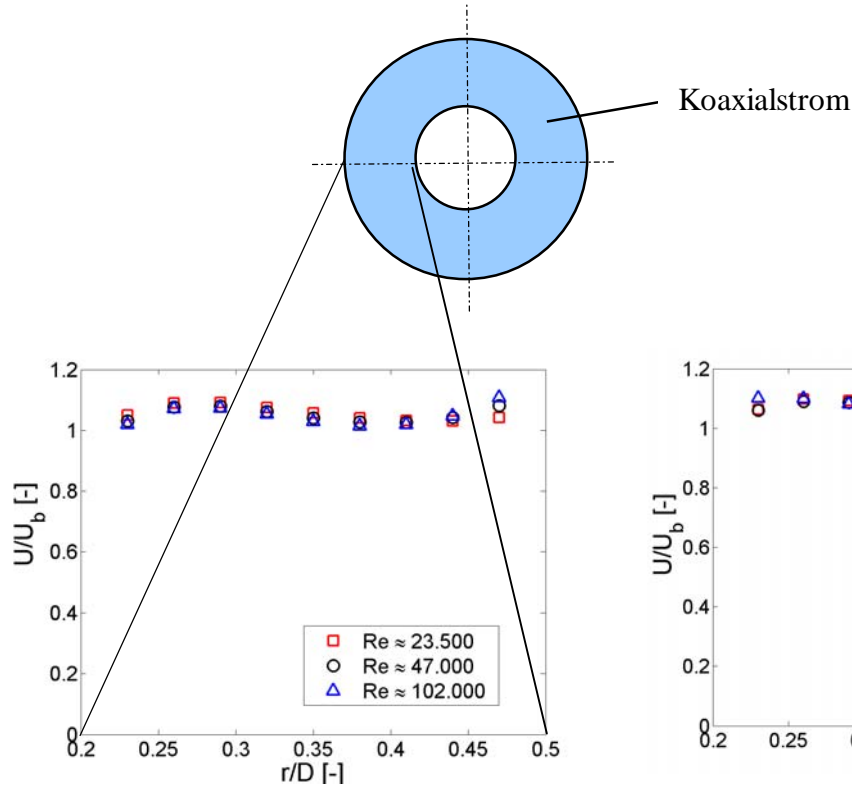


Abbildung 4.16: norm. Axialgeschw. U/U_b
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1\text{ kg/s}$)

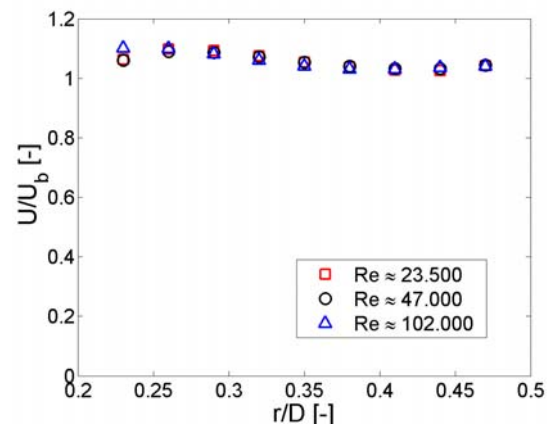


Abbildung 4.17: norm. Axialgeschw. U/U_b
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,25\text{ kg/s}$)

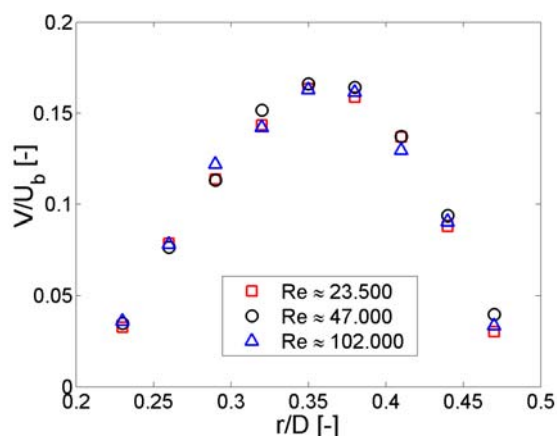


Abbildung 4.18: norm. Radialgeschw. V/U_b
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1\text{ kg/s}$)

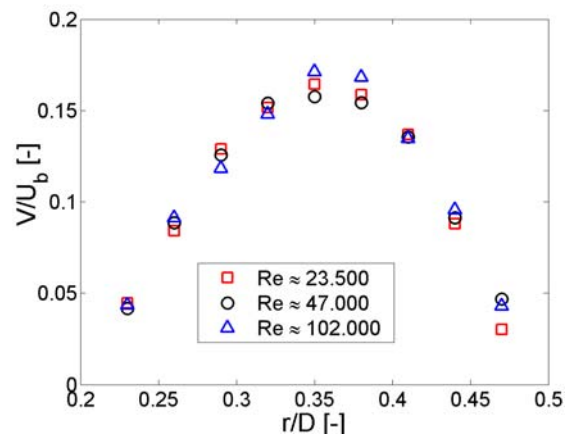
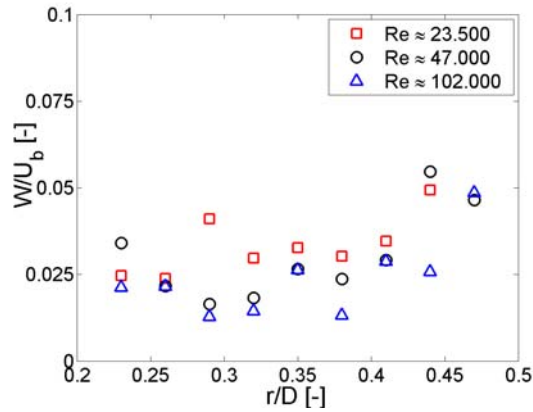
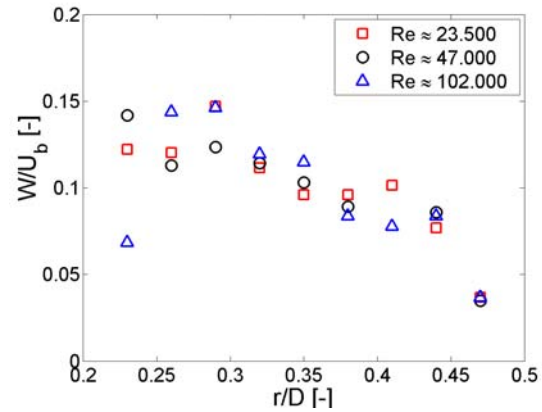
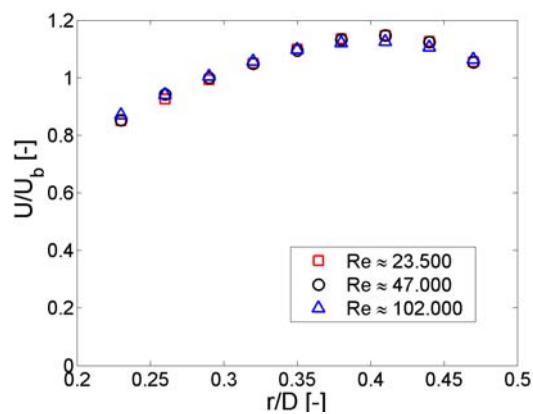
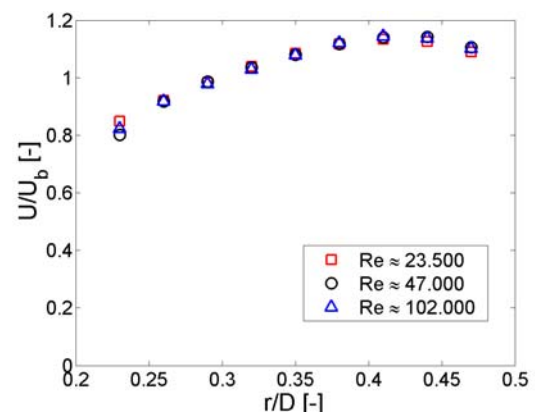


Abbildung 4.19: norm. Radialgeschw. V/U_b
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,25\text{ kg/s}$)

Abbildung 4.20: norm. Tangentialgeschw. W/U_b (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)Abbildung 4.21: norm. Tangentialgeschw. W/U_b (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

Bei einem Drallwinkel von $\xi = 15^\circ$ des Drallgenerators wurden im Ringspalt folgende Geschwindigkeitsprofile ermittelt. Die Axialgeschwindigkeit zeigt auf der Innenseite des Ringspaltes einen positiven Geschwindigkeitsgradienten. Nach dem Erreichen des Maximums bei $r/D = 0,4$ wird die Geschwindigkeit geringer und der Geschwindigkeitsgradient negativ. Durch den einsetzenden Drall nimmt die Radialgeschwindigkeit sehr stark ab und wird bei niedrigen Massenstrom negativ. Erst bei höherem Volumenstrom wird die Radialgeschwindigkeit geringfügig positiv. Es wurde somit eine nicht vernachlässigbare Volumenstromabhängigkeit festgestellt. Für die Radialgeschwindigkeit hat sich gegenüber dem geringeren Massenstrom das Vorzeichen geändert. Es findet also eine Umlagerung der Strömungsrichtung von innen nach außen statt. Die Tangentialgeschwindigkeit zeigt wie die Axialgeschwindigkeit zuerst einen positiven Geschwindigkeitsgradienten, der nach dem Erreichen einer Maximalgeschwindigkeit negativ wird. Im Vergleich zur Axialgeschwindigkeit sind die Geschwindigkeitsgradienten der Tangentialgeschwindigkeit größer und die maximale Geschwindigkeit wird bei $r/D = 0,35$ im Ringspalt erreicht.

Abbildung 4.22: norm. Axialgeschw. U/U_b (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)Abbildung 4.23: norm. Axialgeschw. U/U_b (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

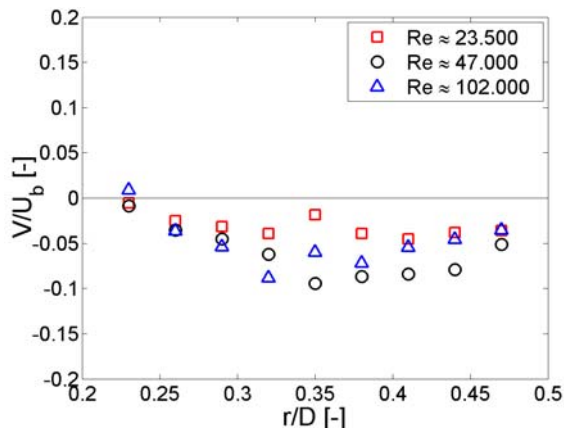


Abbildung 4.24: norm. Radialgeschw. V/U_b
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

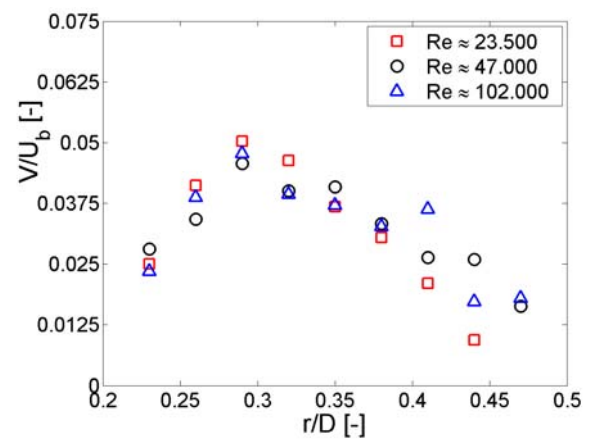


Abbildung 4.25: norm. Radialgeschw. V/U_b
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

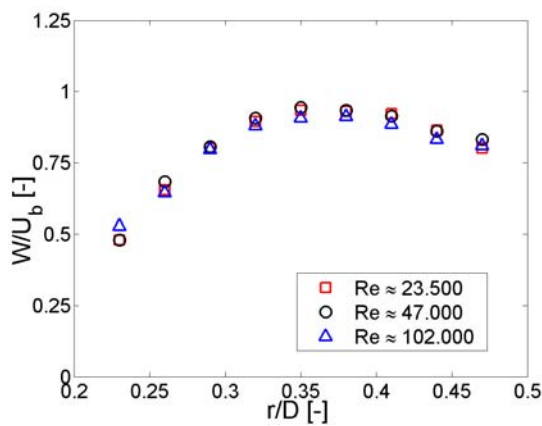


Abbildung 4.26: norm. Tangentialgeschw. W/U_b
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

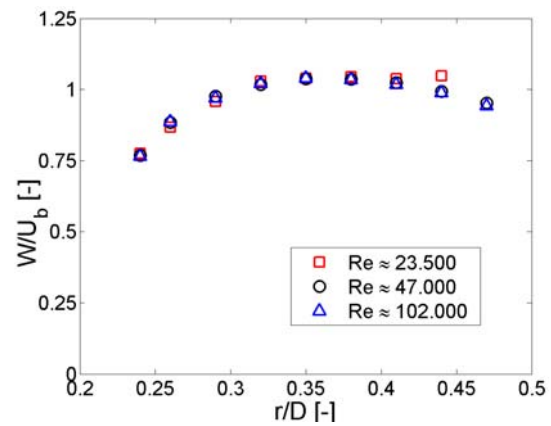


Abbildung 4.27: norm. Tangentialgeschw. W/U_b
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

Bei einem maximalem Drallwinkel von $\xi = 30^\circ$ ergeben sich große Änderungen der Geschwindigkeitsprofile. Der Gradient der Axialgeschwindigkeit ist deutlich größer geworden. Das Geschwindigkeitsprofil lässt Rückschlüsse auf eine Ablösung an der Innenseite des Ringspaltes zu. Mit zunehmendem Drall wandert das Maximum weiter zur Außenseite des Ringspaltes hin $r/D = 0,42$. Die Radialgeschwindigkeitsverläufe zeigen, wie bei einer Drallintensität von $S = 0,6$, unterschiedliche Vorzeichen bei den eingestellten Massenströmen auf. Die Tangentialgeschwindigkeit nimmt zur Innenseite hin ab.

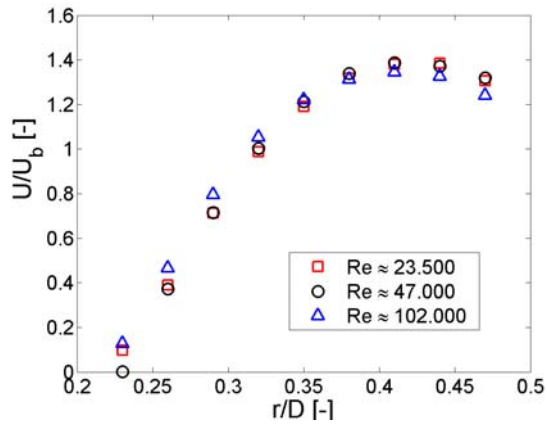


Abbildung 4.28: norm. Axialgeschw. U/U_b
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

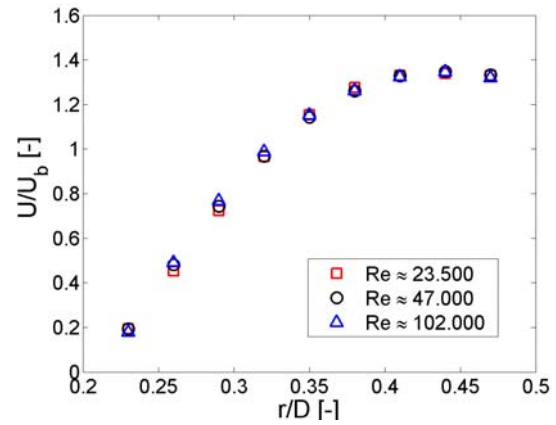


Abbildung 4.29: norm. Axialgeschw. U/U_b
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

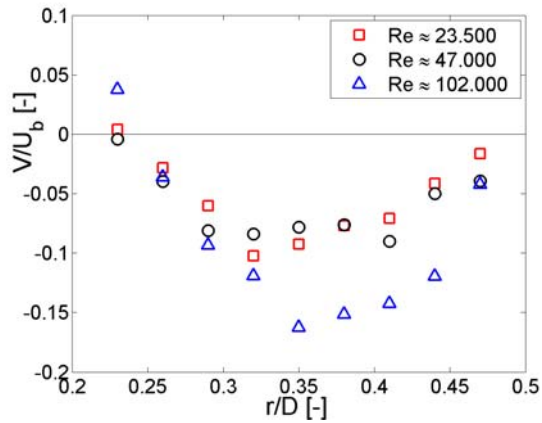


Abbildung 4.30: norm. Radialgeschw. V/U_b
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

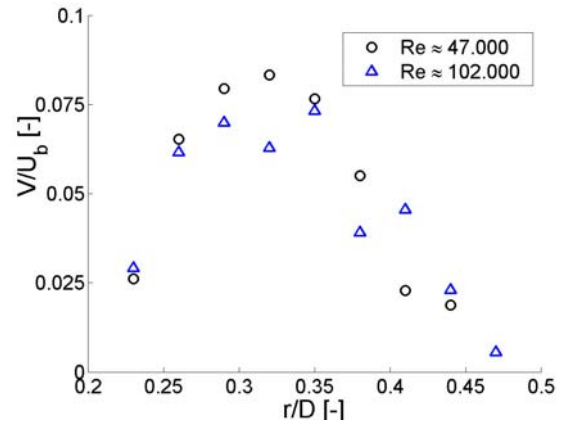


Abbildung 4.31: norm. Radialgeschw. V/U_b
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

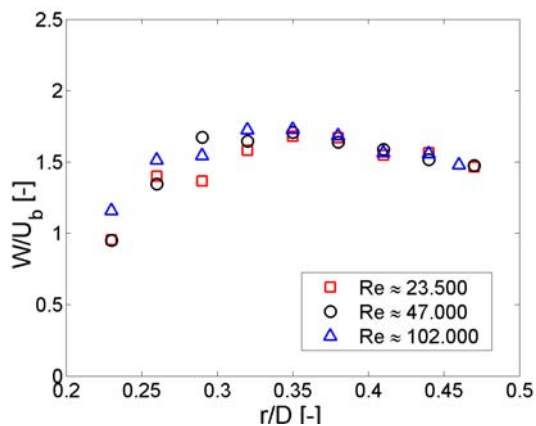


Abbildung 4.32: norm. Tangentialgeschw. W/U_b ,
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

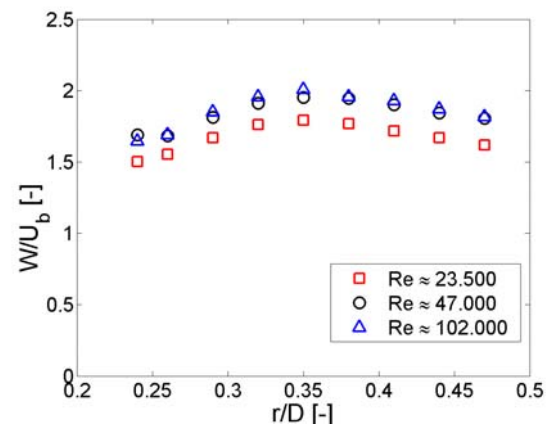


Abbildung 4.33: norm. Tangentialgeschw. W/U_b ,
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

4.7.3 Reynoldssche-Spannungen

Die turbulenten Schwankungen $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ und $\overline{w'^2}$ zeigen für alle untersuchten Parameter eindeutige Kurvenverläufe. Die aus den korrelierten Daten berechneten Reynoldsspannungen $\overline{u'v'}$ und $\overline{u'w'}$ weisen größere Schwankungen auf als die aus nicht korrelierten Werten gewonnenen Komponenten. Eine Verkürzung des Koinzidenzzeitintervalls zeigte keine Verbesserung hinsichtlich der Streuung. Die Messergebnisse für den Drallwinkel von $\xi = 0^\circ$ sind in den Abbildungen 4.34 bis 4.43 dargestellt und zeigen die turbulenten Größen $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ und $\overline{w'^2}$, sowie die Größe $\overline{u'w'}$ und $\overline{u'v'}$. Die turbulenten Schwankungen $\overline{w'^2}$, nehmen zu den Wänden hin zu. Die Reynoldsspannungen $\overline{u'v'}$ und $\overline{u'w'}$ weisen relativ kleine Schwankungen auf. Bei dem $\overline{u'v'}$ -Verlauf zeigt sich ein Vorzeichenwechsel. Der Nulldurchgang des $\overline{u'v'}$ -Verlaufs entspricht der Stelle, an der die Axialgeschwindigkeit ihr Maximum besitzt. Bei den $\overline{u'w'}$ -Spannungen sind die Schwankungen so hoch, dass kein eindeutiger Verlauf zu erkennen ist.

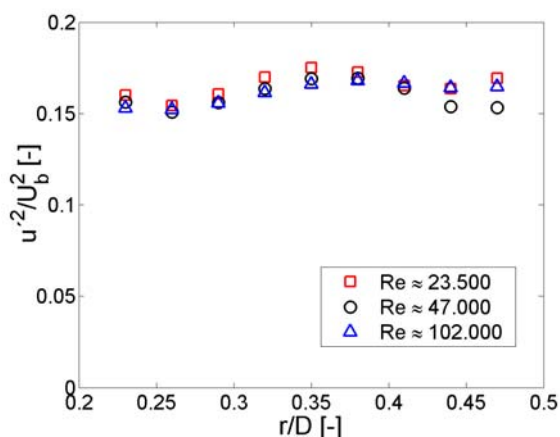


Abbildung 4.34: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'^2}/\overline{U_b^2}$
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

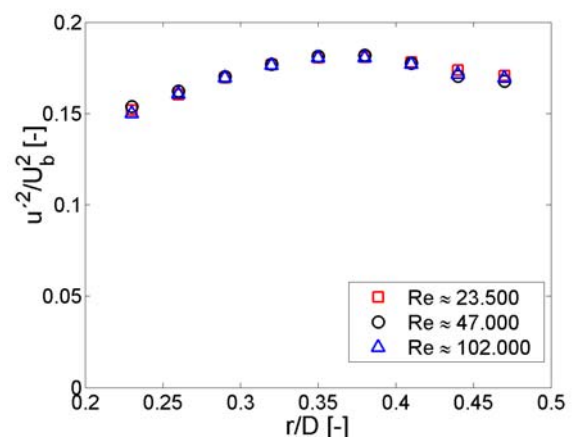


Abbildung 4.35: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'^2}/\overline{U_b^2}$,
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

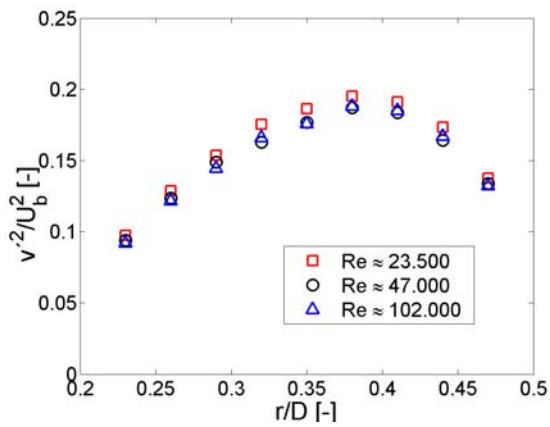


Abbildung 4.36: norm. Reynolds-Sp. $\overline{v'^2} / \overline{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

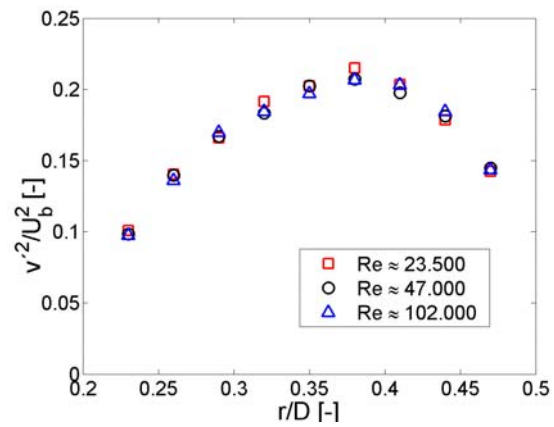


Abbildung 4.37: norm. Reynolds-Sp. $\overline{v'^2} / \overline{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

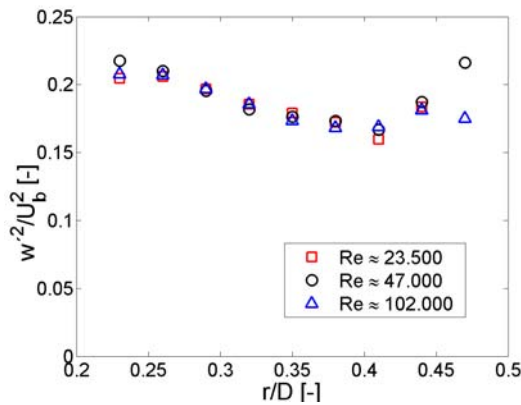


Abbildung 4.38: norm. Reynolds-Sp. $\overline{w'^2} / \overline{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

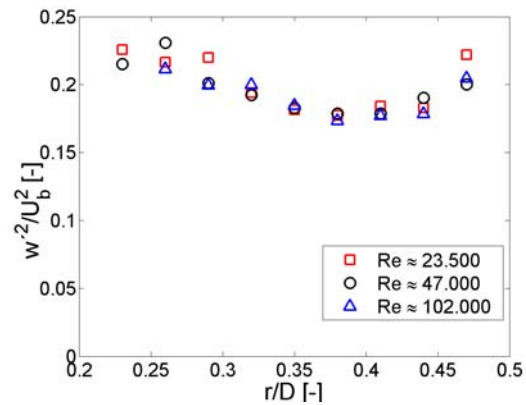


Abbildung 4.39: norm. Reynolds-Sp. $\overline{w'^2} / \overline{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

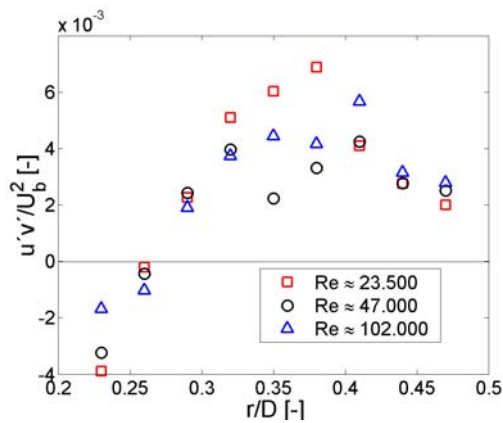


Abbildung 4.40: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'v'} / \overline{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

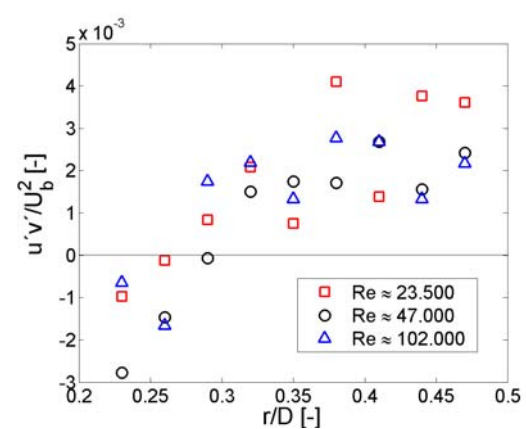


Abbildung 4.41: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'v'} / \overline{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

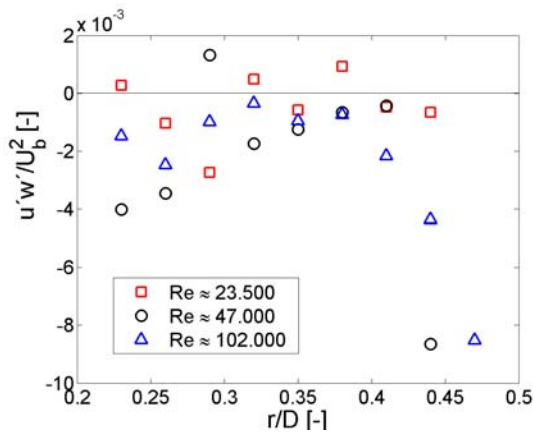


Abbildung 4.42: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'w'}/\overline{U_b^2}$
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

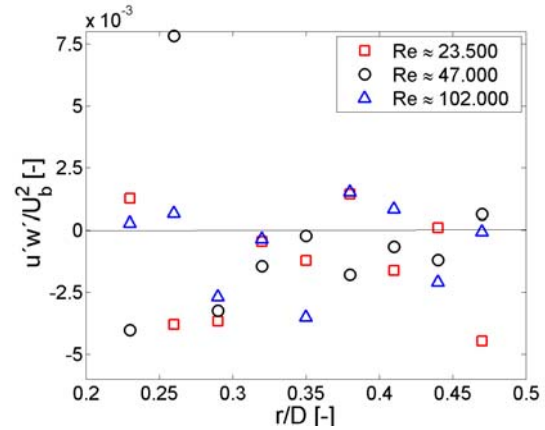


Abbildung 4.43: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'w'}/\overline{U_b^2}$
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

Die Messergebnisse für den Drallwinkel von $\xi = 15^\circ$ sind in den Abbildungen 4.44 bis 4.53 dargestellt und zeigen die turbulenten Schwankungen $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ und $\overline{w'^2}$ sowie die Größen $\overline{u'w'}$ und $\overline{u'v'}$. Die Reynoldsspannungen $\overline{u'^2}$ und $\overline{w'^2}$ haben einen ähnlichen Verlauf. Sie haben ihre Minimalwerte an der Stelle, an der die dazugehörige Geschwindigkeit ihr Maximum aufweist. Die turbulenten Schwankungen nehmen zu den Wänden hin zu. Ein anderer Verlauf zeigt sich für die Reynoldsspannung $\overline{v'^2}$, Abbildung 4.46 und Abbildung 4.47. Hier liegt das Maximum etwa in der Mitte des Ringspaltes bei $r/D = 0,35$. Die Schwankungen nehmen nach außen zu den Wänden hin ab. Die Reynoldsspannungen $\overline{u'v'}$ und $\overline{u'w'}$ weisen relativ kleine Schwankungen auf. Eine Ausgleichsfunktion lässt sich bestimmen. Während $\overline{u'w'}$ durchgängig positive Werte aufweisen, tritt bei $\overline{u'v'}$ ein Vorzeichenwechsel auf. Der Nulldurchgang des $\overline{u'v'}$ -Verlaufs entspricht der Stelle, an der die Axialgeschwindigkeit ihr Maximum besitzt.

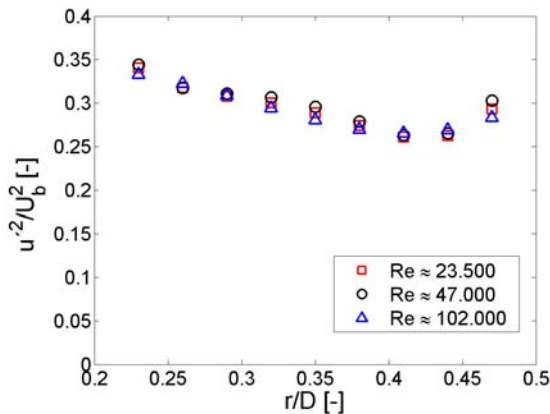


Abbildung 4.44: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'^2}/\overline{U_b^2}$
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

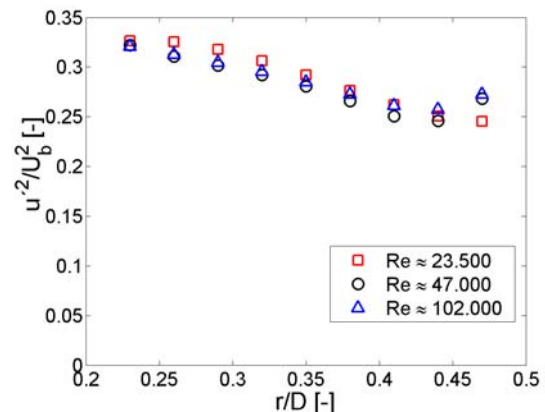


Abbildung 4.45: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'^2}/\overline{U_b^2}$
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

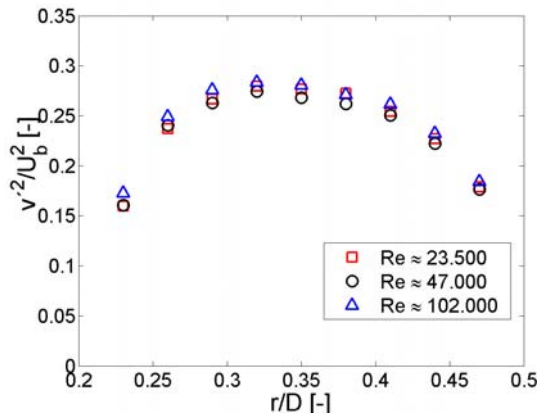


Abbildung 4.46: norm. Reynolds-Sp. $\overline{v'^2} / \bar{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

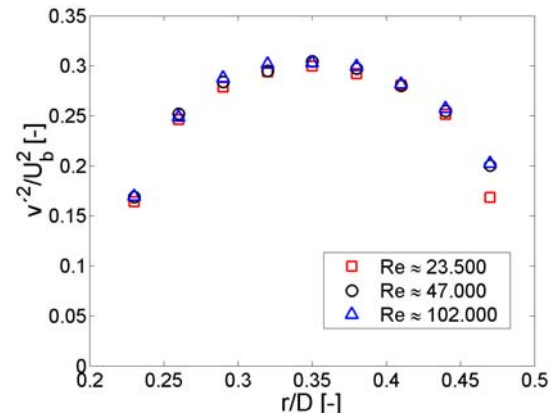


Abbildung 4.47: norm. Reynolds-Sp. $\overline{v'^2} / \bar{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

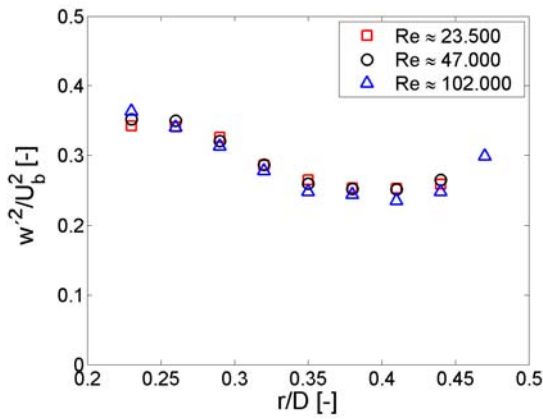


Abbildung 4.48: norm. Reynolds-Sp. $\overline{w'^2} / \bar{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

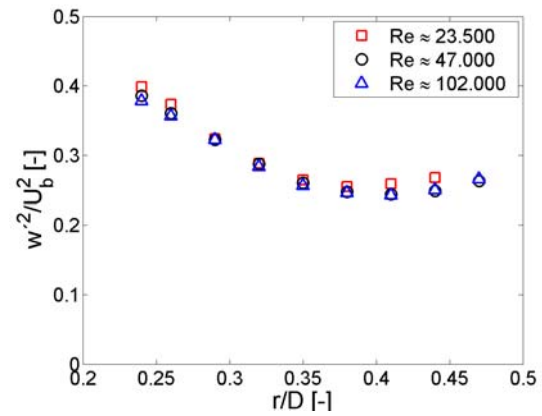


Abbildung 4.49: norm. Reynolds-Sp. $\overline{w'^2} / \bar{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

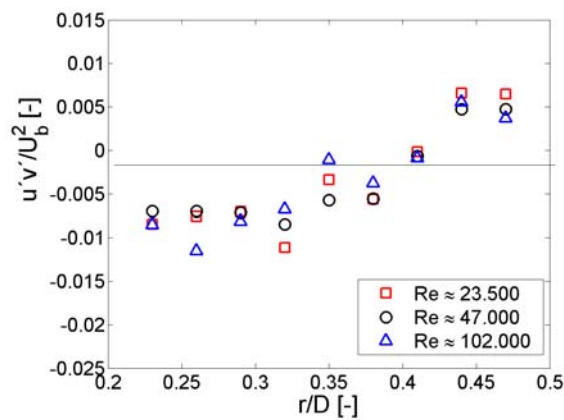


Abbildung 4.50: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'v'} / \bar{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

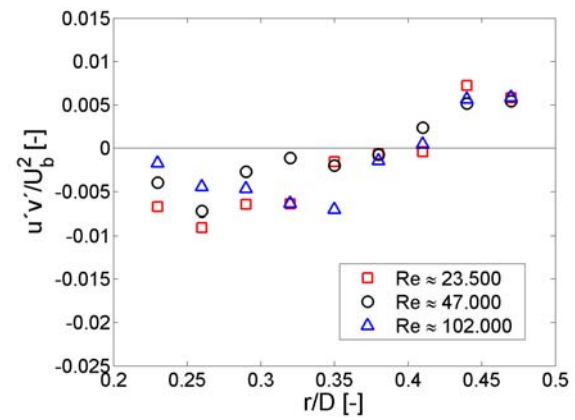


Abbildung 4.51: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'v'} / \bar{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

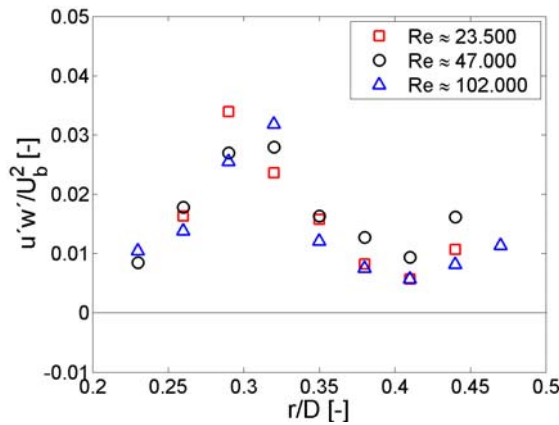


Abbildung 4.52: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'w'}/\overline{U_b^2}$,
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

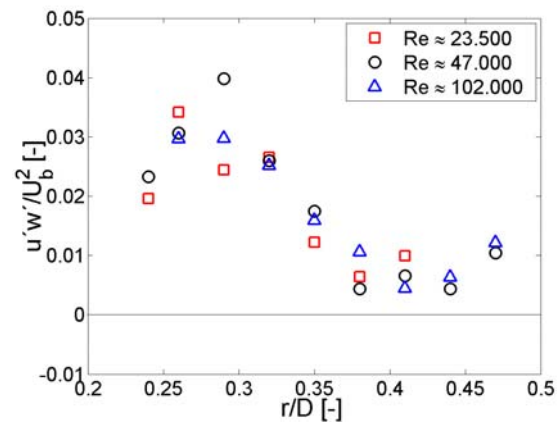


Abbildung 4.53: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'w'}/\overline{U_b^2}$,
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

Die Messergebnisse für den Drallwinkel $\xi = 30^\circ$ sind in den Abbildungen 4.54 bis 4.63 dargestellt und zeigen die turbulenten Schwankungen $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ und $\overline{w'^2}$ sowie die Größen $\overline{u'w'}$ und $\overline{u'v'}$. Die Reynoldsspannung $\overline{v'^2}$ ist größer als bei $S = 0,6$ und zeigt prinzipiell einen ähnlichen Verlauf. Bei $\overline{u'^2}$ und $\overline{w'^2}$ hingegen zeigen sich Änderungen in den Randbereichen. $\overline{u'^2}$ fällt im Innenbereich wieder ab, $\overline{w'^2}$ weist keinen Anstieg mehr im Außenbereich auf. Die Reynoldsspannungen $\overline{u'v'}$ und $\overline{u'w'}$ haben eine geringere Streuung und weisen eindeutige Verläufe auf. Auch hier entspricht der Nulldurchgang des $\overline{u'v'}$ -Verlaufs der Stelle, an der die Axialgeschwindigkeit ihr Maximum besitzt. Gegenüber dem Verdrehwinkel von $\xi = 15^\circ$ ergeben sich im Innenbereich des Ringspaltes deutliche Unterschiede. So wurde z.B. bei der $\overline{u'w'}$ -Spannung kein Abfall mehr zur Innenwand hin beobachtet.

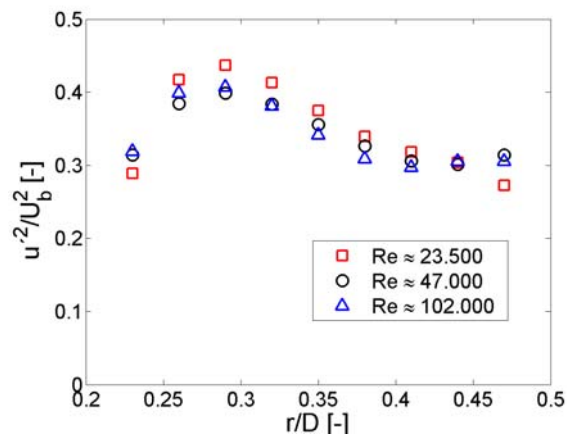


Abbildung 4.54: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'^2}/\overline{U_b^2}$,
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

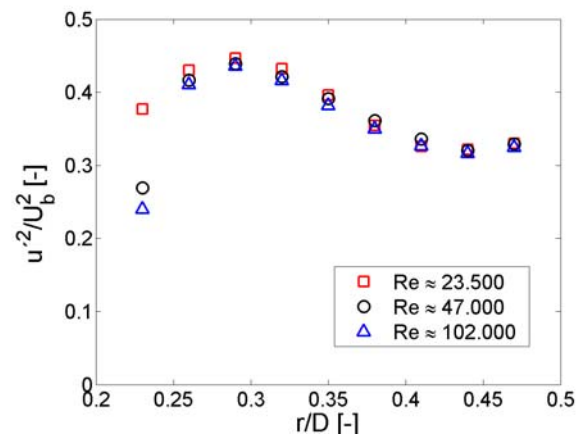


Abbildung 4.55: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'^2}/\overline{U_b^2}$,
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

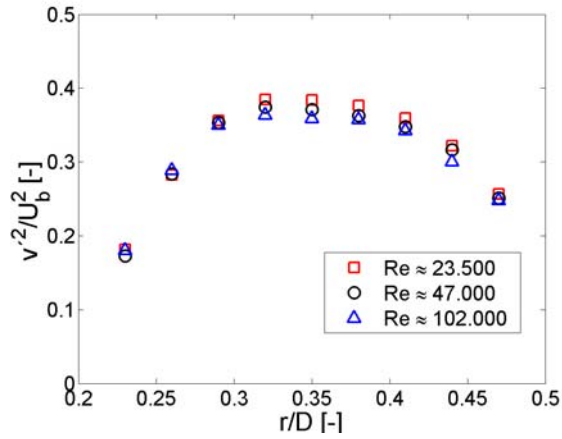


Abbildung 4.56: norm. Reynolds-Sp. $\overline{v'^2} / \bar{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

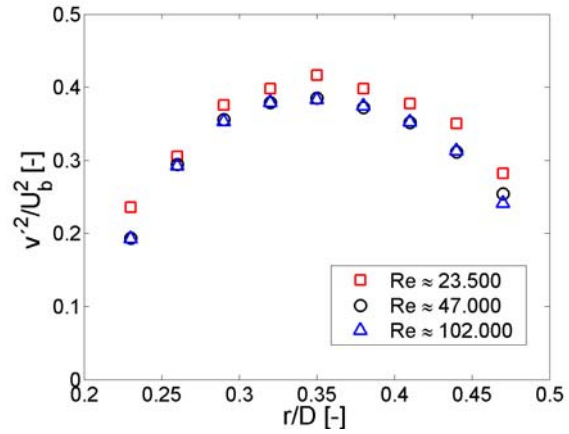


Abbildung 4.57: norm. Reynolds-Sp. $\overline{v'^2} / \bar{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

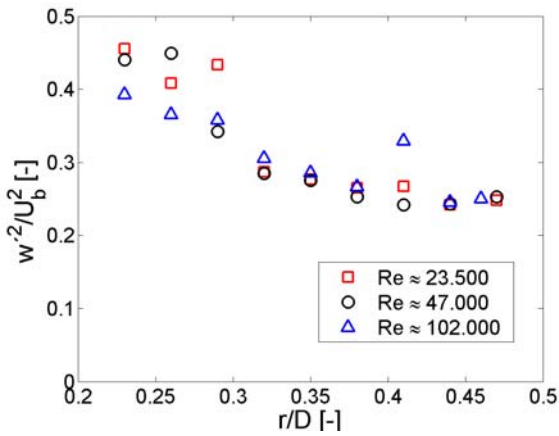


Abbildung 4.58: norm. Reynolds-Sp. $\overline{w'^2} / \bar{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

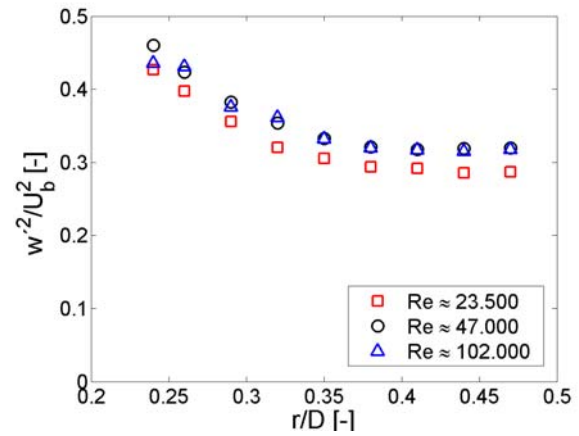


Abbildung 4.59: norm. Reynolds-Sp. $\overline{w'^2} / \bar{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

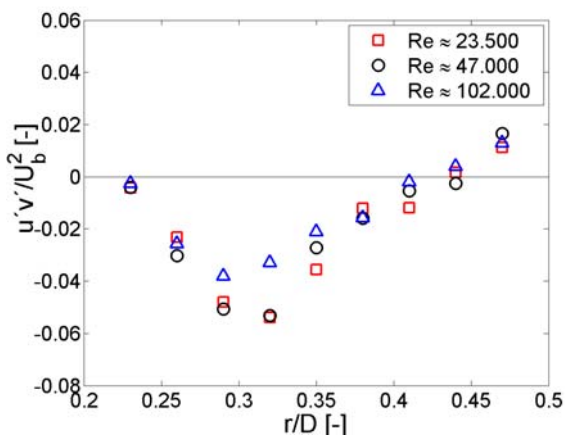


Abbildung 4.60: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'v'} / \bar{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

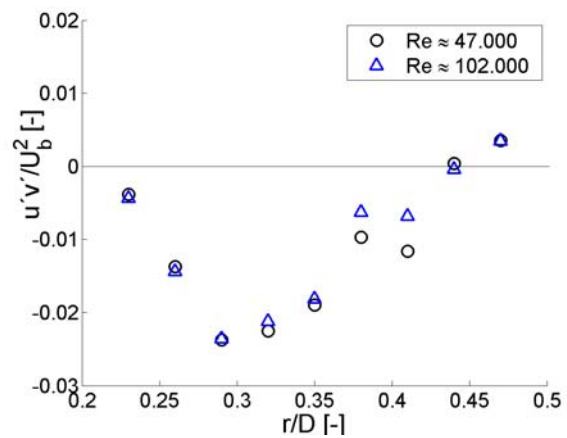


Abbildung 4.61: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'v'} / \bar{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $\dot{m}_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

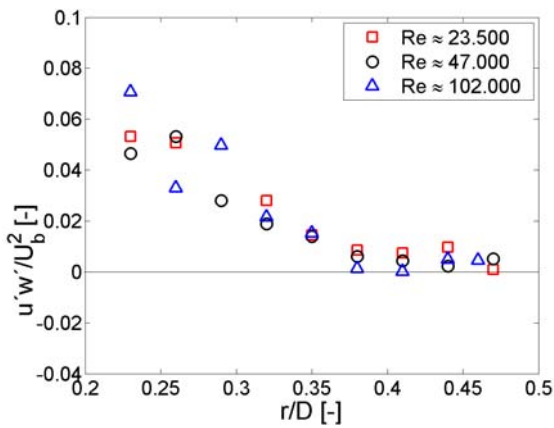


Abbildung 4.62: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'w'}/\bar{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

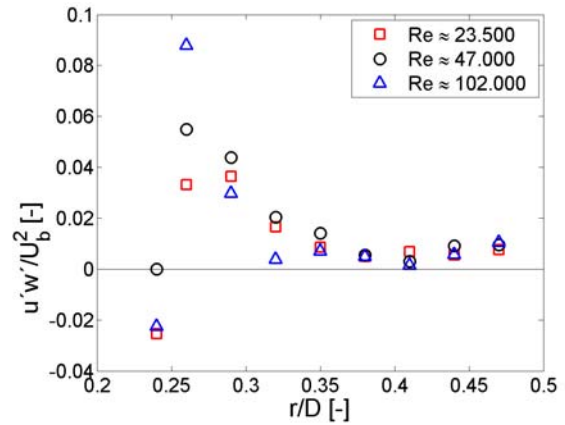


Abbildung 4.63: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'w'}/\bar{U}_b^2$
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

4.7.4 Turbulente kinetische Energie

Mit Hilfe der turbulenten Schwankungen können die Verläufe der turbulenten kinetischen Energie innerhalb des Ringspalts berechnet werden. In Abhängigkeit des Drallwinkels ξ des Drallgenerators werden die Ergebnisse dargestellt. Abbildung 4.64 und Abbildung 4.65 zeigen die normierte turbulente kinetische Energie für den Drallwinkel $\xi = 0^\circ$. Die turbulente kinetische Energie nimmt leicht von innen bis zur Ringspaltmitte $r/D = 0,35$ zu und fällt nach außen hin leicht ab. Dies ist auf den starken Abfall von \bar{v}'^2 zum Rand hin zurückzuführen. Insgesamt ist die turbulente kinetische Energie gegenüber einer verdrehten Strömung deutlich niedriger.

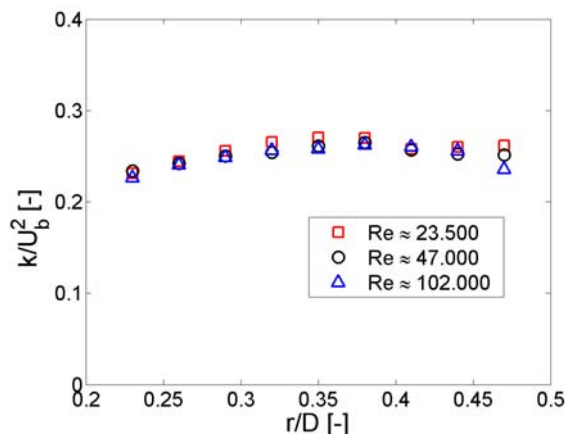


Abbildung 4.64: norm. turbulente, kinet. Energie k
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

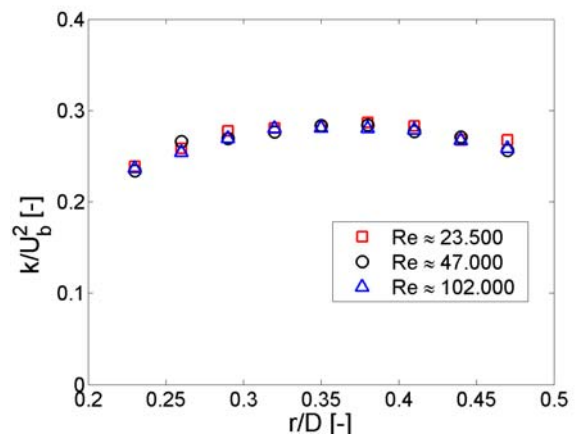


Abbildung 4.65: norm. turbulente, kinet. Energie k
(Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

Abbildung 4.66 und Abbildung 4.67 zeigen die turbulente kinetische Energie für den Drallwinkel von $\xi = 15^\circ$. Dominierend sind die Anteile von $\overline{u'^2}$ und $\overline{w'^2}$, daher auch ein ähnlicher Kurvenverlauf. Der Anteil von $\overline{v'^2}$ sorgt für ein Abflachen der Kurve im Randbereich. Das Maximum liegt bei $r/D = 0,25$ und nimmt nach außen hin ab.

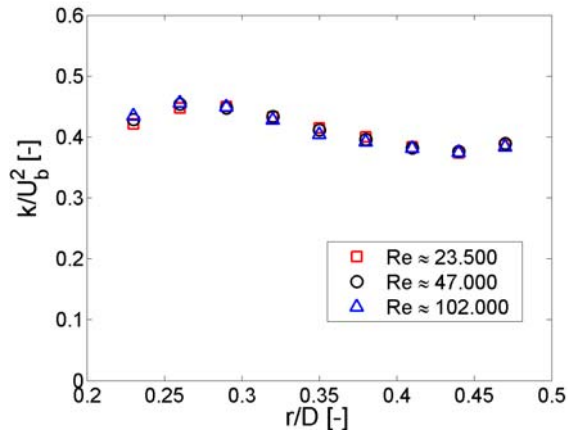


Abbildung 4.66: norm. turbulente, kinet. Energie k
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

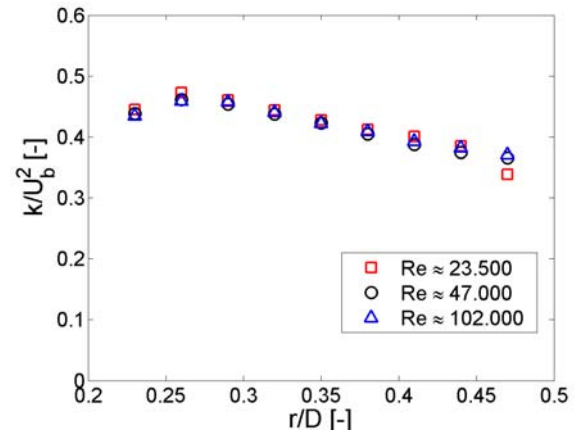


Abbildung 4.67: norm. turbulente, kinet. Energie k
(Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

Abbildung 4.68 und Abbildung 4.69 zeigen die turbulente kinetische Energie für den Drallwinkel von $\xi = 30^\circ$. Dominierend sind auch hier die Anteile von $\overline{u'^2}$ und $\overline{w'^2}$, demzufolge ein ähnlicher Kurvenverlauf. Der Anteil von $\overline{v'^2}$ sorgt für eine starke Abnahme des Steigungsverlaufes im Randbereich. Das Maximum liegt bei $r/D = 0,3$ und nimmt nach außen hin ab. Die turbulente, kinetische Energie ist im Mittel doppelt so groß, wie bei einem Drallwinkel von $\xi = 0^\circ$.

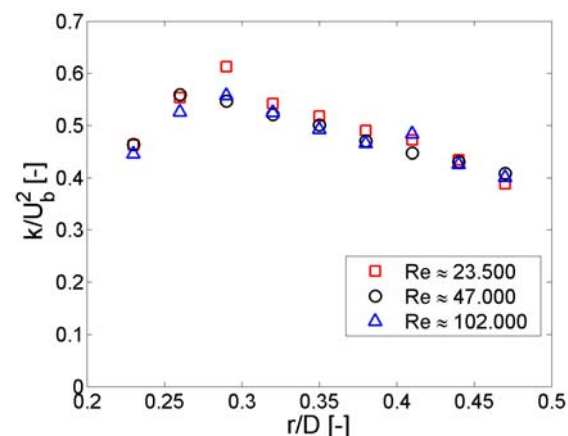


Abbildung 4.68: norm. turbulente, kinet. Energie k
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)

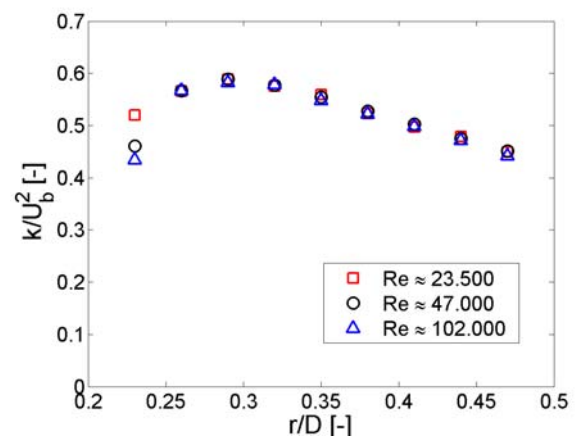


Abbildung 4.69: norm. turbulente, kinet. Energie k
(Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)

4.7.5 Massenstrom

Für die Berechnung des Massenstroms sind die Profile der Axialgeschwindigkeit über den gesamten Querschnitt erforderlich. In direkter Wandnähe konnte aufgrund der Streuung des Laserlichts sowie der Grenzschicht nicht gemessen werden. Daher sind die Geschwindigkeiten nur an Messorten bekannt, die 3mm oder weiter von den Wänden entfernt liegen. In diesem Bereich werden die Geschwindigkeitsprofile durch ein Polynom dritten Grades angenähert. Für den Bereich zwischen Grenzschicht und dem ersten Messpunkt besteht zur Berechnung des Geschwindigkeitsprofils keine allgemein gültige Gleichung. Alle vorgeschlagen Methoden zur Berechnung des Geschwindigkeitsprofils weisen viele Annahmen und damit verbundene Unsicherheiten auf. Aus diesem Grund wird folgender Weg gewählt. An den äußersten Messpunkten wird die Steigung und die Krümmung des Geschwindigkeitsprofils berechnet. Des Weiteren wird die Haftbedingung an der Wand angenommen. Mit diesen Annahmen kann eine Ausgleichsfunktion in Form eines Polynoms 3. Grades von der Wand bis zum ersten Messpunkt gebildet werden. Zur Kontrolle wird eine Fehlerbetrachtung gemacht. Bei keinem der überprüften Fälle erhöhte sich der Massenstrom um mehr als 4%, wenn mit der endgültig angenommenen Geschwindigkeit verglichen wird. Die Drallzahl erhöht sich in keinem Fall um mehr als 1%. Es kann davon ausgegangen werden, dass die tatsächlichen Fehler kleiner sind als die maximal möglichen Abweichungen. Das verwendete Medium ist Luft von $T = 273,15K$. Der Volumenstrom wird berechnet, indem die Axialgeschwindigkeit $\bar{u}(r)$ über die Querschnittsfläche integriert wird.

$$\dot{V} = 2\pi \int_{r_i}^{r_a} \bar{u} r dr \quad (4.20)$$

Aus den berechneten Volumenströmen und den bekannten Querschnittsflächen des Ringspaltes sowie der Kreisfläche des Zentralrohrs lassen sich die mittleren Axialgeschwindigkeiten bestimmen, die zur Normierung der Messwerte benötigt werden.

$$\bar{U} = \frac{\dot{V}}{A_{KS}} \quad (4.21)$$

Tabelle 4.9 listet die Statistik über die gemessenen Massenströme bei einem Drallwinkel von $\xi = 0^\circ$ des Drallgenerators auf. Bei den Messungen mit dem geringen Koaxialstrom liegt der Massenstrom im unteren Grenzbereich des Volumenstrommessgerätes. Geringe Volumenschwankungen zwischen den einzelnen Messungen waren somit nicht zu vermeiden.

Tabelle 4.9: Gemessene Koaxialströme bei einem Drallwinkel von $\xi = 0^\circ$ des Drallgenerators:

$m_{KS} [kg/s]$	(Sollwert) $1,0 \times 10^{-1}$	(Sollwert) $2,5 \times 10^{-1}$
Massenstrom (gemessen) $m_{KS} [kg/s]$ bei $m_{HS} = 1,0 \times 10^{-2} [kg/s]$	$9,5 \times 10^{-2}$	$2,47 \times 10^{-1}$
Massenstrom (gemessen) $m_{KS} [kg/s]$ bei $m_{HS} = 2,5 \times 10^{-2} [kg/s]$	$9,9 \times 10^{-2}$	$2,47 \times 10^{-1}$
Massenstrom (gemessen) $m_{KS} [kg/s]$ bei $m_{HS} = 5,0 \times 10^{-2} [kg/s]$	$1,03 \times 10^{-1}$	$2,49 \times 10^{-1}$
Mittlerer Massenstrom $m_{KS} [kg/s]$	$9,9 \times 10^{-2}$	$2,48 \times 10^{-1}$

Die Massenströme bei einem Drallwinkel von $\xi = 15^\circ$ des Drallgenerators konnten während des Versuches konstant gehalten werden. Tabelle 4.10 listet die Abweichungen der Massenströme auf. Der Massenstrom liegt mit $2,34 \times 10^{-1} kg/s$ im Mittel niedriger als der eingestellte Wert von $2,50 \times 10^{-1} kg/s$.

Die Statistik zeigt bei einem Drallwinkel von $\xi = 30^\circ$ des Drallgenerators, verglichen mit anderen Versuchen, größere Unterschiede bezüglich der eingestellten Massenströme.

Tabelle 4.10: Massenströme bei einem Drallwinkel von $\xi = 15^\circ$ des Drallgenerators:

$m_{KS} [kg/s]$	(Sollwert) $1,0 \times 10^{-1}$	(Sollwert) $2,5 \times 10^{-1}$
Massenstrom (gemessen) $m_{KS} [kg/s]$ bei $m_{HS} = 1,0 \times 10^{-2} [kg/s]$	$9,1 \times 10^{-2}$	$2,33 \times 10^{-1}$
Massenstrom (gemessen) $m_{KS} [kg/s]$ bei $m_{HS} = 2,5 \times 10^{-2} [kg/s]$	$9,3 \times 10^{-2}$	$2,32 \times 10^{-1}$
Massenstrom (gemessen) $m_{KS} [kg/s]$ bei $m_{HS} = 5,0 \times 10^{-2} [kg/s]$	$9,3 \times 10^{-2}$	$2,37 \times 10^{-1}$
Mittlerer Massenstrom $m_{KS} [kg/s]$	$9,2 \times 10^{-2}$	$2,34 \times 10^{-1}$

Tabelle 4.11: Massenströme bei einem Drallwinkel von $\xi = 30^\circ$ des Drallgenerators:

$m_{KS} [kg/s]$	(Sollwert) $1,0 \times 10^{-1}$	(Sollwert) $2,5 \times 10^{-1}$
Massenstrom (gemessen) $m_{KS} [kg/s]$ bei $m_{HS} = 1,0 \times 10^{-2} [kg/s]$	$8,9 \times 10^{-2}$	$2,21 \times 10^{-1}$
Massenstrom (gemessen) $m_{KS} [kg/s]$ bei $m_{HS} = 2,5 \times 10^{-2} [kg/s]$	$9,1 \times 10^{-2}$	$2,25 \times 10^{-1}$
Massenstrom (gemessen) $m_{KS} [kg/s]$ bei $m_{HS} = 5,0 \times 10^{-2} [kg/s]$	$9,4 \times 10^{-2}$	$2,29 \times 10^{-1}$
Mittlerer Massenstrom $m_{KS} [kg/s]$	$9,2 \times 10^{-2}$	$2,25 \times 10^{-1}$

4.7.6 Experimentelle Drallintensität

Die experimentelle Drallintensität ist eine wichtige Kenngröße zur Charakterisierung der Drallströmung. Für die Berechnung der Drallzahl sind die Profile der Tangentialgeschwindigkeit über den gesamten Querschnitt erforderlich. In direkter Wandnähe konnte aufgrund der Streuung des Laserlichts sowie der Grenzschicht nicht gemessen werden. Daher sind die Geschwindigkeiten nur an Messorten bekannt, die 3mm oder weiter von den Wänden entfernt liegen. In diesem Bereich werden die Geschwindigkeitsprofile durch ein Polynom dritten Grades angenähert.

Die Drallintensität wurde bei einem Drallwinkel von $\xi = 0^\circ$ des Drallgenerators nicht Null (Tabelle 4.12). Dies ist wiederum darauf zurückzuführen, dass die Tangentialkanäle des Drallgenerators aus fertigungstechnischen Gründen nicht vollständig geschlossen sind und somit eine geringe Tangentialkomponente der Strömung durch die 90° Umlenkung vorhanden ist.

Tabelle 4.12: Drallintensitäten bei einem Drallwinkel von $\xi = 0^\circ$ des Drallgenerators:

$m_{KS} [kg/s]$	(Sollwert) $1,0 \times 10^{-1}$	(Sollwert) $2,5 \times 10^{-1}$
Drallintensität (gemessen) $S [-]$ bei $m_{HS} = 1,0 \times 10^{-2} [kg/s]$	$3,1 \times 10^{-2}$	$6,1 \times 10^{-2}$
Drallintensität (gemessen) $S [-]$ bei $m_{HS} = 2,5 \times 10^{-2} [kg/s]$	$2,4 \times 10^{-2}$	$6,1 \times 10^{-2}$
Drallintensität (gemessen) $S [-]$ bei $m_{HS} = 5,0 \times 10^{-2} [kg/s]$	$2,0 \times 10^{-2}$	$6,1 \times 10^{-2}$
Mittlere Drallintensität $S [-]$	$2,5 \times 10^{-2}$	$6,1 \times 10^{-2}$

Der Drallwinkel des Drallgenerators von $\xi = 15^\circ$ ist ein Mittelwert zwischen dem maximalen Drall und der drallfreien Strömung. Tabelle 4.13 zeigt die Abhängigkeit der Drallintensität vom Massenstrom. Hierbei wurde eine Erhöhung der Drallintensität von ca. 0,1 festgestellt.

Tabelle 4.13: Drallintensität bei einem Drallwinkel von $\xi = 15^\circ$ des Drallgenerators:

$m_{KS} [kg/s]$	(Sollwert) $1,0 \times 10^{-1}$	(Sollwert) $2,5 \times 10^{-1}$
Drallintensität (gemessen) $S[-]$ bei $m_{HS} = 1,0 \times 10^{-2} [kg/s]$	$5,59 \times 10^{-1}$	$7,20 \times 10^{-1}$
Drallintensität (gemessen) $S[-]$ bei $m_{HS} = 2,5 \times 10^{-2} [kg/s]$	$6,01 \times 10^{-1}$	$6,93 \times 10^{-1}$
Drallintensität (gemessen) $S[-]$ bei $m_{HS} = 5,0 \times 10^{-2} [kg/s]$	$5,84 \times 10^{-1}$	$6,90 \times 10^{-1}$
Mittlere Drallintensität $S[-]$	$5,81 \times 10^{-1}$	$7,01 \times 10^{-1}$

Ein Drallwinkel von $\xi = 30^\circ$ des Drallgenerators generiert den maximalen Drall. Tabelle 4.14 zeigt die Abhängigkeit der Drallintensität vom Massenstrom. Hierbei wurde eine Erhöhung der Drallintensität von ca. 0,2 festgestellt.

Tabelle 4.14: Drallintensität bei $\xi = 30^\circ$ Drallwinkel des Drallgenerators

$m_{KS} [kg/s]$	(Sollwert) $1,0 \times 10^{-1}$	(Sollwert) $2,5 \times 10^{-1}$
Drallintensität (gemessen) $S[-]$ bei $m_{HS} = 1,0 \times 10^{-2} [kg/s]$	1,01	1,12
Drallintensität (gemessen) $S[-]$ bei $m_{HS} = 2,5 \times 10^{-2} [kg/s]$	1,00	1,24
Drallintensität (gemessen) $S[-]$ bei $m_{HS} = 5,0 \times 10^{-2} [kg/s]$	1,04	1,26
Mittlere Drallintensität $S[-]$	1,02	1,21

4.8 Zusammenfassung der LDA-Ergebnisse

Effekte wie Ablösungen, Druckschwankungen und Rückströmungseinflüsse lassen sich mit den heutigen Turbulenzmodellen nur bedingt vorhersagen. Die LDA-Ergebnisse lassen Rückschlüsse über das Verhalten dieser Strömungen zu. Die ermittelten Einlaufdaten - 40 mm vor der plötzlichen Querschnittserweiterung gemessen – erlauben eine Betrachtung dieser Einflüsse. Gleichzeitig ist aber auch die Charakteristik der Drallströmung am Drallgeneratöraustritt von Interesse. Die Einlaufdaten stellen somit eine Schnittstelle dar, die Aufschluss über die Interaktion zwischen Drallgenerator und Flammrohr geben. Durch die hohe zeitliche Auflösung bietet sich die LDA-Messtechnik zur Messung der Strömungsverhältnisse im Einlauf an. Bedingt durch den optischen Zugang zum Messpunkt wurde ein Zwei-Komponenten-Laser-Doppler-Backscattering-System verwendet. Neben der Bestimmung der zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten, U/U_b , V/U_b und W/U_b , wurden die Reynoldsschen Spannungen $\overline{u'^2}/\overline{U_b^2}$, $\overline{v'^2}/\overline{U_b^2}$, $\overline{w'^2}/\overline{U_b^2}$ sowie die Größen $\overline{u'v'}/\overline{U_b^2}$ und $\overline{u'w'}/\overline{U_b^2}$ des Reynoldsschen-Spannungstensors gemessen. Alle Ergebnisse wurden auf die mittlere Axialgeschwindigkeit des jeweiligen Koaxialstroms bezogen. Die Komponenten der Reynoldsschen-Spannungsmatrix wurden nicht zu Null. Ausstehende Fragen bezüglich Geschwindigkeitsgradienten und deren Vorzeichen konnten beantwortet werden. Weitere dimensionslose Kenngrößen, wie die normierte turbulente kinetische Energie $k/\overline{U_b^2}$ und die experimentelle Drallintensität S lassen die Charakterisierung der Strömung im Einlass zu. Die ermittelten Daten stellen einen Teil der Datenbasis dar, die zur Beschreibung von Vermischungsvorgängen essentiell sind.

Zusammenfassend werden die Ergebnisse am Beispiel der Reynoldszahl $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ innerhalb des Koaxialrohrs gezeigt. Die Ergebnisse werden für die untersuchten Drallintensitäten und Reynoldszahlen im Hauptstrom dargestellt. Sowohl Axial- als auch die Tangentialgeschwindigkeit sind relativ unabhängig vom Hauptstrom.

Das Axialgeschwindigkeitsprofil der nicht verdrallten Strömung zeigt ein gleichmäßiges Verhältnis von $\frac{\overline{u}}{\overline{U}} \approx 1$ mit einem leicht negativen Geschwindigkeitsgradienten in der Mitte

des Strömungskerns. Die Unsymmetrie ist die Folge der Querscherung infolge des Krümmungseinflusses der Zylinderrohre, der Spaltmaße des Drallerzeugers und des 90° Bogens zwischen Drallerzeuger und Ringspalt. Das Ergebnis der Unsymmetrie stimmt qualitativ mit der Direkten Numerischen Simulation von *Chung et al.* (2002) überein. Anhand des Axialgeschwindigkeitsverlaufes und der Vorzeichen der Geschwindigkeitsgradienten kann mit zunehmender Drallintensität die Bildung der Drallströmung nachvollzogen werden. Ein wichtiges Ergebnis ist die Tatsache, dass mit zunehmenden Drall das Maximum der Axialgeschwindigkeit deutlich zunimmt und sich von der Innenseite zur Außenseite des Ringspaltes verschiebt. Bei maximaler Drallintensität kann festgehalten werden, dass eine Zunahme der Grenzschicht infolge der Ablösung an der Innenwand des Ringspaltes auftritt. Der Geschwindigkeitsgradient innerhalb des Strömungskerns wird positiv und steigt in Folge der zunehmenden Drallintensität. Der Gradient ist nahezu konstant im unteren Bereich des Querschnitts bis auf Höhe der mittleren Geschwindigkeit. Der Bereich mit dem positiven Axialgeschwindigkeitsgradienten, der sich zur Außenwand ausbreitet, ist ausschlaggebend für die Turbulenzbildung. Umgekehrt hierzu wirkt der Gradient der Axialgeschwindigkeit in der

Wandnähe und führt folglich zu einer Abnahme der Scherspannung von innen nach außen im Ringspalt (Abbildung 4.70).

Die Tangentialgeschwindigkeitsprofile beschreiben die Drallströmung vom Typ „Freier Wirbel“. Die maximale tangential Geschwindigkeit bildet sich ungefähr in der Mitte des Ringspaltes aus. Ähnlich wie beim Axialgeschwindigkeitsverlauf zeigt das Tangentialgeschwindigkeitsprofil eine niedrigere Spannung an der Wandgrenzschicht (bestimmt durch den tangentialen Geschwindigkeitsgradienten) der Innenwand und eine höhere Spannung an der Außenwand bei zunehmenden Drallintensität. Die Einflüsse der Reynoldsspannung auf das Hauptströmungsfeld kann durch Vergleich der unterschiedlichen Reynoldszahlen im Koaxialstrom aufgezeigt werden ($Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_{KS} = 5,075 \times 10^4$). Bei Betrachtung der Ergebnisse der Reynoldszahl von $Re_{KS} = 5,075 \times 10^4$ wurden auch für die höchste Drallintensität Ablösungen auf der Innenseite des Ringspaltes beobachtet.

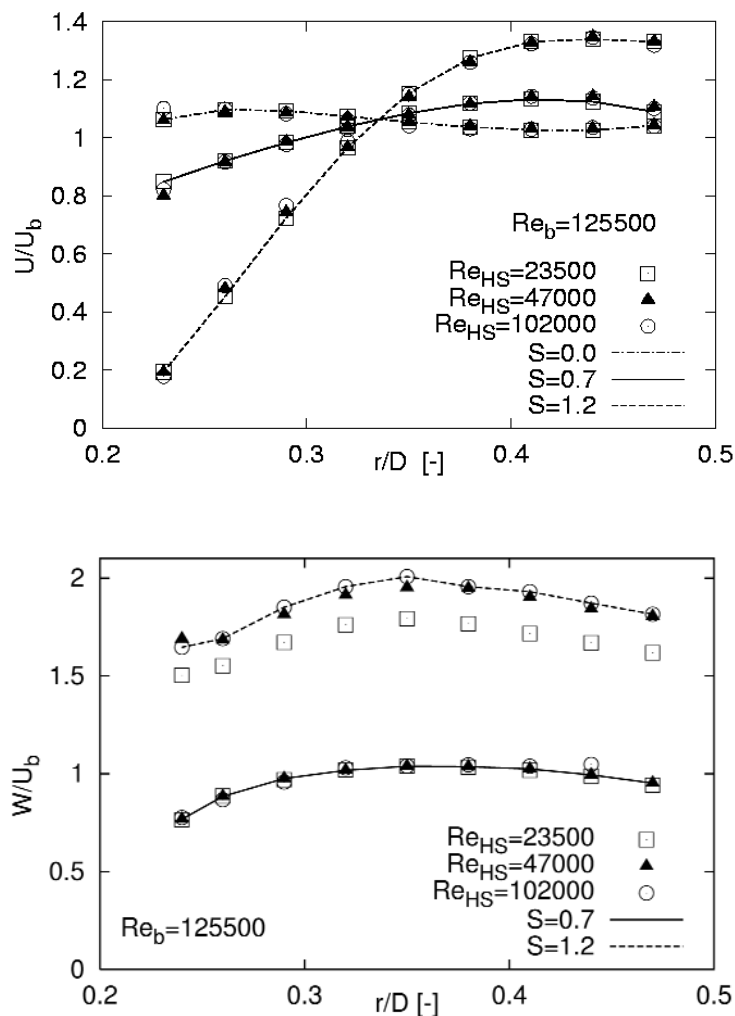


Abbildung 4.70: Normierte zeitlich gemittelte Axialgeschwindigkeit (U/U_b) und Tangentialgeschwindigkeit (W/U_b) innerhalb des Ringspaltes für eine Reynoldszahl von $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ mit Drallintensitäten im Bereich von $S = 0,0 \dots 1,2$ in Abhängigkeit der Reynoldszahl im Hauptstrom

Die Turbulenzbildung ist etwas geringer und die Einflüsse weniger stark ausgeprägt. Alle gemessenen Reynoldsschen Spannungen $\overline{u'^2}/\overline{U_b^2}$, $\overline{v'^2}/\overline{U_b^2}$, $\overline{w'^2}/\overline{U_b^2}$ sowie die Größen $\overline{u'v'}/\overline{U_b^2}$ und $\overline{u'w'}/\overline{U_b^2}$ sind von Null verschieden. Die drei dargestellten Normalspannungen zeigen den eindeutigen Verlauf der Turbulenzproduktion mit zunehmender Drallintensität (Abbildung 4.71). Die Turbulenzbildung im Ringspalt wird zusätzlich durch die komplexe Strömungsführung im Drallgenerator beeinflusst. Auch der nicht verdrahlte Fall zeigt eine höhere Turbulenz wie z.B. bei den Untersuchungen von *Clayton und Morsi* (1985) sowie bei *Yowakim und Kind* (1988). Es ist weiterhin festzuhalten, dass der Anstieg der Spannungen teilweise auf den Einfluss der plötzlichen Querschnittserweiterung zurückzuführen ist, der 40mm stromabwärts auftritt (umgekehrter Druckgradienten Einfluss). Abgesehen von diesen Einflüssen tragen die Komponenten der Normalspannungen den wesentlichsten Teil zur hohen Turbulenz innerhalb der Kernströmung bei. Die Dynamik der Normalspannungen folgt den Änderungen der Hauptgeschwindigkeitsgradienten. Die Struktur der verdrahlten Strömung wird stark durch die zusätzliche Scherung ($\partial W/\partial r$), die Stromlinienkrümmung ($-W/r$) und die Hauptspannung ($\partial U/\partial r$) beeinflusst. Die Turbulenzbildung nimmt an der Innenseite des Ringspaltes auf Grund der Grenzschichtaufdickung mit steigender Drallintensität zu. Bei maximaler Drallintensität wird die Grenzschicht zusätzlich durch einen negativen Druckgradienten beeinflusst, so dass es zur Ablösung kommt (Abbildung 4.70). Die Position der maximalen Spannungswerte der verdrahlten Strömungen (Abbildung 4.71 oben) wird von der Wandregion bis zur Mitte des Ringspaltes verlagert. Bei der Betrachtung der beiden verdrahlten Konfigurationen ist es offensichtlich, dass mit zunehmender Drallintensität entgegen des isotropen Zustandes gearbeitet wird. Gleichzeitig hat die Hauptströmung, bei zunehmender Reynoldszahl Re_{HS} keinen signifikanten Einfluss auf die Ergebnisse.

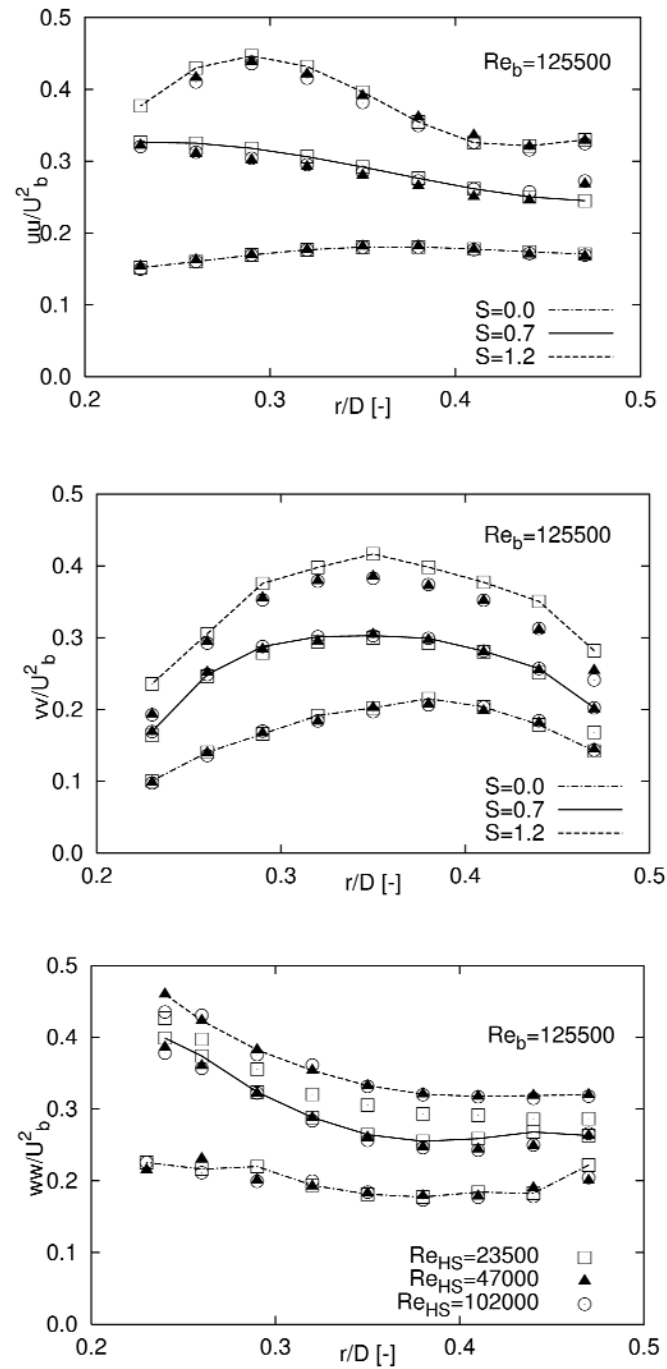


Abbildung 4.71: Normierte zeitlich gemittelte Reynoldsspannungskomponente uu/U^2 , vv/U^2 und ww/U^2 innerhalb des Ringspaltes für eine Reynoldszahl von $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ mit Drallintensitäten im Bereich von $S = 0,0 \dots 1,2$ in Abhängigkeit von der Reynoldszahl im Hauptstrom

Eine geringe Abweichung wurde für den Fall mit maximaler Drallintensität bei den \overline{uv} und \overline{uw} -Spannungen festgestellt. Trotz der Streuung der Messergebnisse kann das globale Verhalten nachvollzogen werden. Eine Verkürzung der Koinzidenzzeit brachte keine weitere Verbesserung bezüglich der Kurvenverläufe. Der Abschnitt mit der negativen \overline{uv} -Scherspannungsproduktion korrespondiert mit dem positiven Gradienten der Axialgeschwindigkeit, welches die Zunahme bei steigender Drallintensität beschreibt. Hierbei wandert der Nulldurchgang der \overline{uv} -Scherspannung zur Außenwand des Ringspaltes, gemäß des Maximums ($\partial U / \partial r = 0$) des Axialgeschwindigkeitsprofils (Abbildung 4.70).

Die stärkste Bildung der \overline{uw} -Scherspannung tritt im Bereich der Innenwand des Ringspaltes auf, charakterisiert durch einen starken (positiven) Gradienten der Axial- und Umfangsgeschwindigkeit. Die Position der maximalen Axialgeschwindigkeit korrespondiert mit dem Nulldurchgang des $\overline{u'v'}$ -Spannungsverlaufes für alle untersuchten Drallintensitäten.

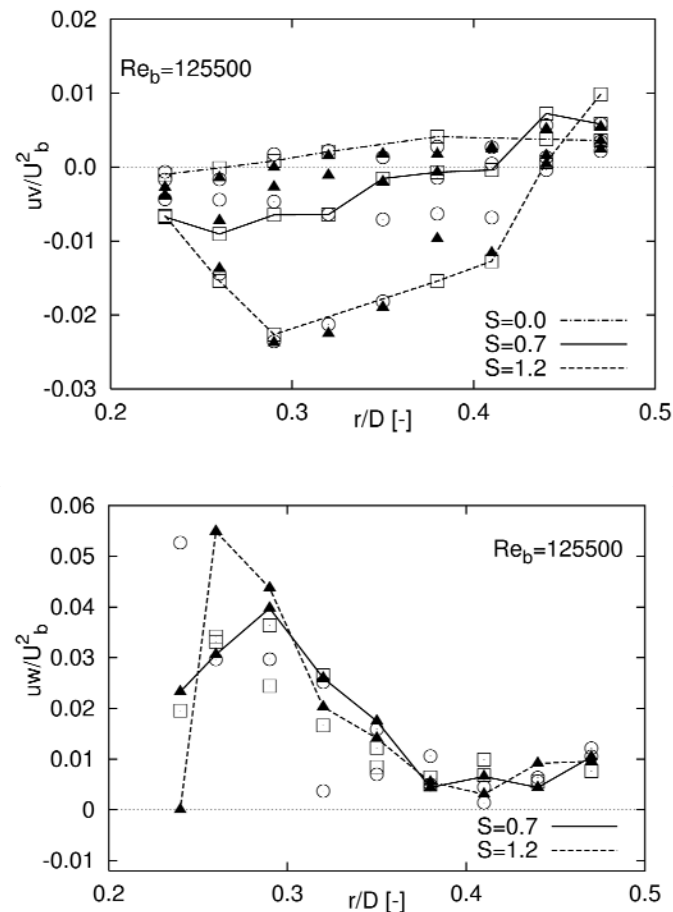


Abbildung 4.72: Scherspannungskomponenten \overline{uv}/U^2 und \overline{uw}/U^2 innerhalb des Ringspaltes für eine Reynoldszahl von $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ mit Drallintensitäten im Bereich von $S = 0,0 \dots 1,2$ in Abhängigkeit von der Reynoldszahl im Hauptstrom

Abbildung 4.73 zeigt den Axialgeschwindigkeitsverlauf 40 mm vor der plötzlichen Querschnittserweiterung des Flammrohrs im Fall der nicht verdrahten ($S = 0,0$) und der verdrahten ($S \approx 0,7$, $S = 1,2$) Strömung im Ringspalt des Einlass-Systems. Die Symbole zeigen die aus dem Experiment gewonnenen Daten im Vergleich der berechneten Ergebnisse mit Hilfe des Reynoldsschen-Spannungsmodells. Die zwei numerisch gewonnenen Datensätze beziehen sich auf die Berechnung des Ringspaltes samt Drallgenerator (durchgezogene Linien) und auf die Berechnung der vollentwickelten drallbehafteten Strömung im Ringspalt (gestrichelte Linien); dabei wurde ein fiktiver Druckgradient in der Umfangsrichtung - der Drallintensität entsprechend - vorgegeben. Während die numerischen Ergebnisse, die den Drallgenerator mitberücksichtigen, eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zeigen, weisen die letztgenannten, die mit dem fiktiven Druckgradienten, ein anderes („falsches“) Vorzeichen des Geschwindigkeitsgradienten auf. Der Gradient der Axialgeschwindigkeit nimmt somit von innen nach außen ab, *Palm et al.* (2005). Mit Hilfe der gemessenen Randbedingungen können bestehende Verfahren zur Generierung von Einlassdaten überprüft oder neue Berechnungsverfahren validiert werden.

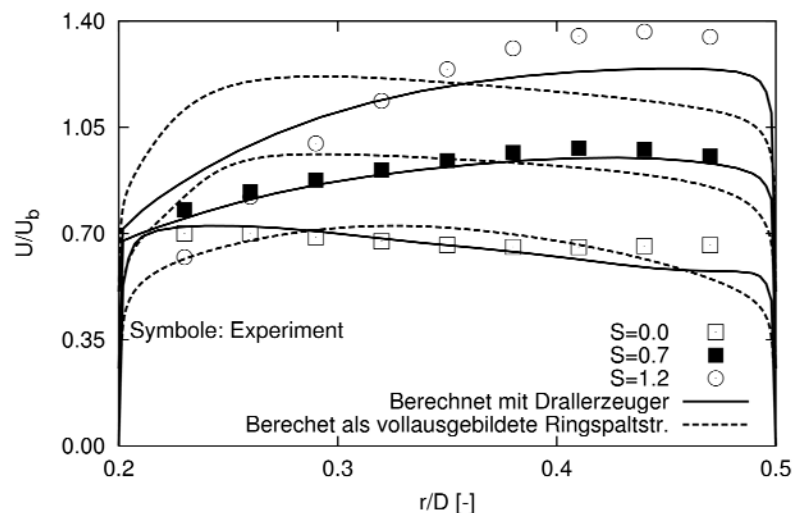


Abbildung 4.73: Axialgeschwindigkeitsverläufe unter Berücksichtigung der Drallzahl im Vergleich zwischen numerischer Berechnung und Experiment